



TITLE:

熱電子発電器における空間電荷中和法と電極シースに関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

村上, 哲郎

CITATION:

村上, 哲郎. 熱電子発電器における空間電荷中和法と電極シースに関する研究. 京都大学, 1975, 工学博士


ISSUE DATE:

1975-05-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r2798>

RIGHT:



熱電子発電器における空間電荷中 和法と電極シースに関する研究

昭和 49 年 12 月

村 上 哲 郎



熱電子発電器における空間電荷中和法と電極シースに関する研究

昭和 49 年 12 月

村 上 哲 郎

DOC

1975

6

電気系

目 次

記 号 表	i
第 1 章 緒 論	1
1.1 熱電子発電の沿革	1
1.2 本研究の目的と意義	2
1.3 本研究の内容	3
第 2 章 理想的動作特性と空間電荷の影響	6
2.1 理想的出力特性	6
2.2 発電器の最大出力条件	8
2.3 発電器の効率	11
2.4 電子空間電荷の影響	16
2.5 結 言	19
第 3 章 空間電荷の中和法とセシウム発電器	21
3.1 空間電荷の中和法	21
3.2 セシウム蒸気の効用	23
3.3 低圧セシウム発電器の特性	26
3.4 高圧セシウム発電器の特性	31
3.5 結 言	37
第 4 章 双陰極構造による空間電荷中和と出力改善	39
4.1 双陰極型の利点	39
4.2 双陰極構造による出力改善	41
4.3 双陰極型におけるバイアス電圧の影響	48
4.4 双陰極型による出力の交流化	51
4.5 結 言	54
第 5 章 補助放電法による電流改善と出力特性	56
5.1 補助放電法の特徴と種類	56

5.2	補助放電法による出力電流の改善	59
5.3	補助放電法における出力特性の解析	69
5.4	発電空間内のイオン流の方向と電子輸送	77
5.5	補助放電特性と電流利得	80
5.6	結 言	85
第6章	熱陰極シースの解析 I (ダブルシース・イオンシースの場合)	87
6.1	熱陰極シースの解析	87
6.2	各種シースの動作域	98
6.3	シース内の電位・電界・電荷密度の分布	101
6.4	φ の計算とシース長	106
6.5	結 言	113
第7章	熱陰極シースの解析 II (電子シースの場合)	115
7.1	電子シースの解析	115
7.2	電子シースの動作範囲	119
7.3	シース内の電位・電界・電荷密度の分布	122
7.4	電子シースのシース長	124
第8章	補助放電法における電極シースの構造	128
8.1	ν の計算式の修正	128
8.2	補助エミッタシースの構造	130
8.3	主エミッタシースの構造	135
8.4	コレクタシース内の電氣的分布	141
8.5	結 言	147
第9章	結 論	149
謝 辞		152
参 考 文 献		153

記 号 表

構造に関する記号

A, E 補助エミッタ

C コレクタ

E エミッタ

E, E 熱電子エミッタ

I, E イオンエミッタ

M, E 主エミッタ

P_1, P_2 探針

式および計算に関する記号

A_E, A_c エミッタおよびコレクタの熱電子
放出定数

A_w 原子量

D 電極間隔に関する量

D_a 両極性拡散係数

D_e, D_i 電子およびイオンの拡散係数

d 電極間隔

d_s シース長

E 電界強度

e 電子電荷

f 表面電離で放出されたイオンがエ
ミッタ近傍において引き戻される
割合

g 熱陰極シース内のイオンによる電
導効果 (J_b/J_{b0})

H_w 熱伝導損

I 出力電流

I_{aux} 補助放電電流

I_b バイアス電流

I_{ES}, I_{i0} エミッタの熱電子およびイオン
放出電流

I'_{ES}, I'_{i0} I, E の熱電子およびイオン放出
電流

I_{eE}, I_{iE} エミッタ側の電子およびイオン
電流

I_{ec}, I_{ic} コレクタ側の電子およびイオン
電流

I_{i-AE} A, E への損失イオン電流

J 出力電流密度

J_b 熱陰極からプラズマへの入射電子
電流密度

J_{b0} 単一空間電荷電導のときの入射電
子電流密度

J_{ES}, J_{cs} エミッタおよびコレクタの熱電
子放出電流密度

J_e, J_i 電子およびイオンの電流密度

J_{er} シース端におけるランダム電子電
流密度

J_{i0} 表面電離によるイオン放出電流密度

J_l 見かけの飽和電流密度、飽和出力
電流密度

k Boltzmann 定数

L Lorentz 定数

M	出力電圧を表わす無次元変数	V_b	$I.E-E.E$ 間のバイアス電圧
m_e, m_i	電子およびイオンの質量	V_i	電離電圧
N	$(\varphi_E - \varphi_C)$ を表わす無次元変数	V_{ME-C}	発電器の内部電圧降下
n	プラズマ密度	V_p	プラズマ電位
n_b	シース端における入射電子密度	V_s	シース電圧
n_{cs}	セシウムの原子密度	V_t	転移点の電位
n_e, n_i	プラズマ中の電子およびイオン密度	V_w	リード線中の電圧降下
n_{es}, n_{e0}	シース端におけるランダム電子密度	eV_b, eV_e, eV_i	入射電子、ランダム電子およびイオンの x 方向の初期エネルギー
n_{i0}	シース端におけるイオン密度	\bar{v}_e, \bar{v}_i	電子およびイオンの平均熱速度
n_t	転移点のプラズマ密度	w_i	空間電荷の中和に要する最小エネルギー
P	出力電力密度	α	コレクタの仕事関数と温度の比 ($e\varphi_C/kT_C$)
P_{cs}	セシウムの蒸気圧力	α_N	表面電離による空間電荷の中和度
Q	電子—原子間の有効衝突断面積	α_i	電離比 (n_e/n_{cs})
Q_i	電離断面積	α_{AE}	$A.E$ へのイオン損失割合
R_b	バイアス抵抗	β	エミッタの仕事関数と温度の比 ($e\varphi_E/kT_E$)
R_ℓ	負荷抵抗	β_i	表面電離の電離確率
R_p	プラズマの電気抵抗	γ_{ie}	電離効率
S	プラズマ断面積	$\gamma, \gamma_b, \gamma_i, \gamma_e$	シース端におけるランダム電子電流で正規化したシース電流、入射電子電流、イオン電流、熱陰極へ逆流するランダム電子電流
S_{ME}, S_{AE}, S_C	$M.E, A.E$ および C の表面積	γ_N	中和に必要な電子電流とイオン電流の比 ($(m_i T_e / m_e T_i)^{1/2}$)
S'_{AE}	補助エミッタシースの表面積		
S_e	電離能率		
S_v	プラズマ空間からのイオン損失速度		
T_{cs}	セシウムの蒸気温度		
$T_E, T_C, T_{EE}, T_{IE}, T_{ME}, T_{AE}$	電極温度		
T_e, T_i	電子およびイオンの熱運動温度		
V	出力電圧またはシース内の任意の点の電位		
V_{aux}	補助放電電圧		

Γ_e, Γ_i 電子およびイオンの流束

Γ_f, Γ_d 拡散およびドリフトによる荷

電粒子の流束

ψ 正規化電位 ($e\phi/kT_E$ または
 eV/kT_e)

ψ_e, ψ_s 電子的効率および総合効率

ψ_i^* イオンの中和能

θ 電極温度の比 (T_c/T_E)

λ シース内の任意の点の正規化距離
(x/ds)

λ_D Debye 長

λ_e, λ_i 電子およびイオンの平均自由行程

μ_a セシウム蒸気の入射束

μ_e, μ_i 電子およびイオンの移動度

ν シース端におけるランダム電子と
入射電子の密度比
(n_{e0}/n_b)

ν_{er}, ν_i ランダム電子、イオンと入射電子
の密度比に関する量

ξ Debye 長で正規化した距離

\int 電荷密度または電気抵抗率

σ Stefan-Boltzmann 定数

$\varphi_E, \varphi_C, \varphi_{EE}, \varphi_{IE}, \varphi_{ME}, \varphi_{AE}$
電極の仕事関数

φ_0 電極基質の仕事関数

φ_N 中和条件を満足するエミッタの仕
事関数

ϕ シース内の任意の点の正規化電位
(V/V_s)

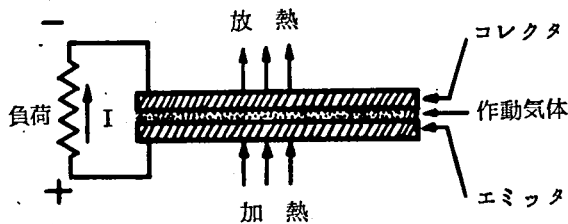
ϕ_b, ϕ_e, ϕ_i シースポテンシャルで正規
化した入射電子、ランダム電子、
イオンの x 方向の初期エネルギー
($V_b/V_s, V_e/V_s, V_i/V_s$)

第1章 緒 論

1.1 熱電子発電の沿革

熱電子発電は電極からの熱電子放出を利用して熱エネルギーを直接、電気エネルギーに変換するいわゆる直接発電の一方式である。

発電器の構成は第 1.1.1 図に示すように、一般に三つの主要素（熱電子エミッタ、コレクタ、電極間の作動気体）から成り、高温（ $1200\sim 2300^{\circ}\text{K}$ ）に加熱された電極（エミッタ）から放出される多量の熱電子を、外部から電圧を印加することなくエミッタのごく近くに配置した冷電極（コレクタ）に集め、両電極間の外部回路の負荷に電力を供給するものである。作動気体は、いわゆる「真空型発電器」では電子ガスであり、気体を封入した発電器では電離気体（部分電離プラズマ）である。コレクタは作動気体による加熱ならびにエミッタからの熱放射に相当する分だけ冷却してやり、約 900°K 以下の低温に保つ必要がある。



第 1.1.1 図 熱電子発電器の原理図

熱電子発電に関する研究の歴史は古く、すでに 1915 年にドイツの *W. Schlichter* によって発電の可能性が指摘されていたが、当時の技術水準が低かったことや一般の関心のうすかったこともあって、約 40 年間かえりみられなかった。本格的な研究は 1957 年頃からアメリカにおいて始まり、NASA（航空宇宙局）の援助のもとに宇宙用途を対象とする研究が進められ、電極仕事関数の制御、電子空間電荷の除去法などの開発により、¹⁾ 1% に遠くおよばなかった変換効率が 5% 程度、出力密度も W_{cm^2} と飛躍的に改善された。

その後、アメリカ、イギリス、ソ連およびヨーロッパ各国で積極的な研究が行なわれ²⁾、発電性能、発電器の動作特性、寿命、信頼性等の発電器自体に関する研究の他に、発電器と熱源との結合技術など実用面の開発にも力が注がれている³⁾。わが国においても研究の着手は比較的早かったが、専ら大学における基礎研究がほとんどで、組織的な発展がなく、直接発電に関する研究の主力は *MHD* (*Magnetohydro dynamic*) 発電⁴⁾に向けられていたが、数年前より電子技術総合研究所で研究開発に取りくむようになった。

現在までのところ発電性能については、エミッタ温度 2000°K 前後、セシウム溜の温度 600°K 以上、電極間隔 0.1mm 以下という比較的きびしい動作条件で出力密度 $10 \sim 20\text{W}/\text{cm}^2$ 、効率 $15 \sim 20\%$ 、発電素子 1 個当たり 200W 程度のものが得られているようである⁵⁾。一方、性能を低下させずにエミッタ温度の低減、セシウム蒸気圧の低下などの動作条件の緩和と信頼性の向上、さらには性能の増大等の基礎研究は現在もなお続けられている。

熱電子発電の特徴は、その動作原理からもわかるように、小型、軽量で、熱源装置の他は附属装置が少なく、単純な設備で比較的高い変換効率の発電ができることである。一方、短所は発電素子 1 個当たりの出力電圧が低く（約 $1 \sim 1.5\text{V}$ ）、発生電力がエミッタの表面積に比例するいわゆる「面積型」の発電器であるためスケールメリットがなく、*MHD* 発電のような大容量の電力発生には経済的に適していないことである。

したがって、用途としては人工衛星や宇宙船の電源などの宇宙開発用、灯台、測候所、離島などの遠隔地での電源、海洋開発における海底電源、等の特殊用途が発電器の特徴に適したものであるが、今後、原子力熱電子発電の開発が進み、経済的な発電容量の増大ができれば、従来のタービン発電との併用により発電所全体の熱効率の向上に役立つことも考えられる。熱電子発電器の熱源には原子核燃料、化石燃料、太陽熱などの広範囲な熱源の採用が考えられるが、実際には発電の規模、用途などに深く関連すると思われる。しかし、核燃料を熱源とする原子力熱電子発電は、上記のほとんどの用途に適し、発電器の特徴に合致した方式であり、なかでも燃料と発電器が一体化された炉内式が非常に有望である。

1.2 本研究の目的と意義

前節で述べたように熱電子発電は、発電に必要な設備が少なく単純で、しかも小容量から中容量（数十 MW）までの発電を比較的高い変換効率で行ない得る可能性がある。したがって宇宙用などの特殊用途から一般の地上電源まで広範囲の用途が可能で、その実用化によって宇宙開発や海洋開発の促進、遠隔地の環境改善、最終的にはエネルギーの有効利用などに極めて有益である。

発電器の性能向上には、電圧と電流の両方の改善が必要であるが、なかでも電流は改善効果が大きく、その障害になっているのが空間電荷効果である。発電器内の現象を物理的に観ると、エミッタからの熱電子放出、表面電離によるイオン放出などの表面現象と、電極間内の荷電粒子の移動に関するプラズマ現象の2現象に大別できるが、空間電荷効果はこれら2つの現象の相互作用によって現われるものである。

本研究は、発電器の性能に著しい悪影響をおよぼす空間電荷の有効な中和法を探究し、それによって発電器の動作温度（エミッタ温度）の低減をはかることを目的としたものである。現在までの熱電子発電に関する研究の主流は、 2000°K 以上の高エミッタ温度、数 Torr 程度の高セシウム蒸気圧、 0.1 mm 以下の電極間隔のいわゆる高温高圧型であるが、性能を低下させずに約 1500°K 以下にエミッタ温度を低減できれば、材料、製作面の負担が軽減され、同時に寿命、信頼性を高め電力源としての利用価値が高まるものと信じる。

1.3 本研究の内容

本研究は熱電子発電器のエミッタ温度を比較的低温で動作させる場合、特に問題となる空間電荷の中和法として、熱電子エミッタとイオンエミッタを別々に設けた双陰極型の場合と、補助放電を利用した場合の2つについて実験ならびに理論の両面から検討を加えた。さらに、空間電荷の象徴ともいべきエミッタシースについて理論的解析を行ない、それをもとに実験状態のエミッタシースの構造を明らかにし、中和問題についての一つの判定法を与えたものである。本研究の内容は概略つぎのようである。

第1章では、熱電子発電器の原理ならびに沿革を述べ、発電設備の単純性および原子炉との結合に適していることより電力源として特殊用から一般用まで広範囲の用途が可能であることを説明した。そうして、発電性能の向上ならびに動作条件の緩和の

ためには空間電荷の中和が特に重要であることを強調した。

第2章では、熱電子発電器の理想的出力特性を説明し、コレクタからの逆放出を考慮すると発電器の出力、効率の改善には、電極の温度と仕事関数の間に最適の関係があり、従ってコレクタの仕事関数にも最適値（下限値）のあることを述べた。しかし、この最適値は実用範囲の温度とエミッタ仕事関数に対して、1V未満になる場合が多いのでこのような低い仕事関数のコレクタ材料の開発が重要であることを指摘した。つぎに、空間電荷による電流の阻止効果が大きく、真空型で実用的な出力電流を得るためには電極間隔を 10μ 以下にせねばならないが、技術的に困難であるので、正イオンによる中和法が必要になったことを説明した。

第3章では、各種の空間電荷中和法を説明し、現在主に使用されているセシウム蒸気の効用について述べた。さらに、セシウム封入発電器から実用的な出力を得るためにはセシウム圧力を高め、同時にエミッタ温度も高温を必要とし、発電器が高温高圧化する理由を説明した。高温高圧になると空間電荷効果のほかに、電子の衝突散乱による輸送効果が出力電流低下の大きな原因となることを述べた。また、発電器の寿命信頼性を低下させる心配がある。

第4章では、エミッタを熱電子エミッタとイオンエミッタに分離した双陰極構造とすることにより、普通の2極型発電器における高温高圧化の悪循環を断ち切ることができ、しかもイオンの利用度が改善されエミッタ温度の低減ができることを指摘し、実験によりこれを立証した。さらに、双陰極型の動作条件について述べ、イオンエミッタの温度効果の実験データより動作条件の妥当性がほぼ確められた。また、熱電子・イオン両エミッタ間は電氣的絶縁をするだけでよく、バイアス電源は必要でないことを明らかにした。

第5章では、エミッタ温度が低い場合の有力な空間電荷中和法と考えられる補助放電法の特徴と問題点について述べ、外部補助放電と内部補助放電の2つの実験により、中和による出力電流の改善を確認した。つぎに、発電空間内のプラズマ量と出力特性の関係を解析し、特性曲線の理論値と測定値の一致が得られ、空間内の電子輸送は密度差に基づく拡散流が主役であることがわかった。イオン流の方向によって空間内のプラズマ状態が大きく変化し、発電器内部の電圧降下を小さくするためにはイオン流と電子流が同方向になるように、イオン発生源の配置を考慮せねばならぬことを述べ

た。さらに，中和効果を表わす電流利得について論じ，理論と実験が一致することを確かめ，電流利得を高めるためには補助放電特性が正特性になるように P_{csd} を選ぶべきであるとの結論を得た。

第6章では，熱電子発電器における空間電荷の象徴ともいえるべきエミッタシースの構造と出力電流との関係を明らかにするため，*Crawford*らのシースモデルを基礎に解析法を工夫してダブル・イオン・準イオンの各シースの成立条件とシース構造に関する理論式を求めた。そして，エミッタ近傍のプラズマ量とシース電流（出力電流）よりシース構造が解明できることを論じた。

第7章では，第6章と類似の解析により電子シースの成立条件ならびにシース構造について論じた。

第8章では，第6，第7章で得たシース理論を補助放電における実験状態のエミッタシースに適用し，シース構造を検討した。その結果，上記のシース理論によってエミッタシースの構造を解明できることがわかり，中和問題に対する一つの判定法が得られた。同時に，補助放電法によって空間電荷の有効な中和が可能であり，熱電子発電器のエミッタ温度を低減できる見通しがついた。

最後に，第9章では前章までに得られた結果を総括し，今後に残された問題を附記して，本研究の結論とした。

第2章 理想的動作特性と空間電荷の影響

2.1 理想的出力特性

エミッタからの熱電子放出による飽和電流密度は金属と真空の境界面での電子の反射を無視すると、*Richardson-Dushman* の式より

$$J_{ES} = A_E T_E^2 \exp \left(-\frac{e\varphi_E}{kT_E} \right) \quad (2.1.1)$$

となる。ここに A_E : 熱電子放出定数, T_E, φ_E : エミッタの温度, 仕事関数, k : *Boltzmann* 定数である。

いま, 熱電子発電器内の状態を, (1)電極間は真空中で電子の衝突散乱はない, (2)ゼロ空間電荷である, (3)コレクタの温度が低く, それからの熱電子放出現れゆる逆放出は無視できる, などの理想的状態とする。さらに, 熱電子の運動エネルギーを *maxwell* 分布とすると, 出力電圧の変化に対する電子のポテンシャルエネルギーは第 2.1.1 図のように, また, 出力電流は第 2.1.2 図のようになる。

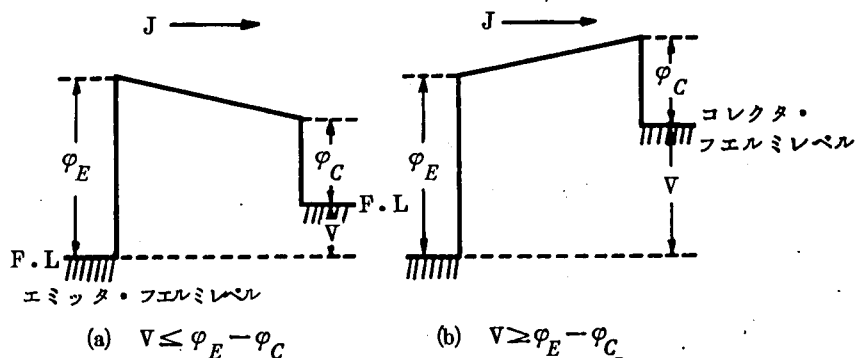
すなわち

$$\begin{aligned} V &\leq \varphi_E - \varphi_C && \text{(飽和電流域)} \\ J &= J_{ES} && (2.1.2) \end{aligned}$$

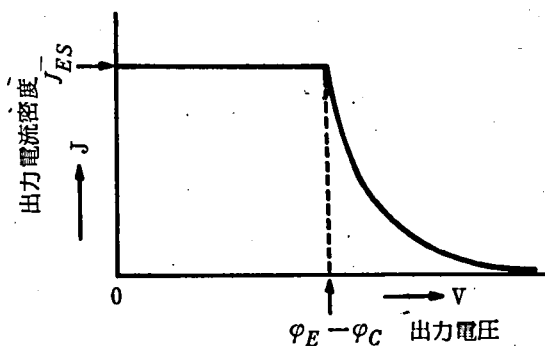
$$V \geq \varphi_E - \varphi_C \quad \text{(初速度電流域)}$$

$$J = J_{ES} \exp \left[-\frac{e \{ V - (\varphi_E - \varphi_C) \}}{kT_E} \right] \quad (2.1.3)$$

従って, $V = \varphi_E - \varphi_C$ を境として $V < \varphi_E - \varphi_C$ のときは一定電流, $V > \varphi_E - \varphi_C$ のときは J は V の減少に対して指数関数的に増加する。ここで, 出力電圧 V の正負については発電域すなわちエミッタが \oplus で, コレクタが \ominus の極性のときの V を正にしている。



第 2.1.1 図 真空中でゼロ空間電荷の場合の電子ポテンシャルエネルギー図



第 2.1.2 図 エネルギー図が第 2.1.1 図のときの出力電流—電圧特性

つぎに電極の単位表面積当りの電力 $P = JV$ の最大は

$\varphi_E - \varphi_C > kT_E/e$ のときは $V = \varphi_E - \varphi_C$ で

$$P_{max} = A_E T_E^2 (\varphi_E - \varphi_C) \exp(-e\varphi_E/kT_E) = J_{ES} (\varphi_E - \varphi_C)$$

(2.1.4)

$\varphi_E - \varphi_C < kT_E/e$ のときは $V = kT_E/e \approx 0.1 \sim 0.2 V$ で

$$P_{max} = (k/e) A_E T_E^2 \exp(-e\varphi_C/kT_E) \cdot \exp(-1)$$

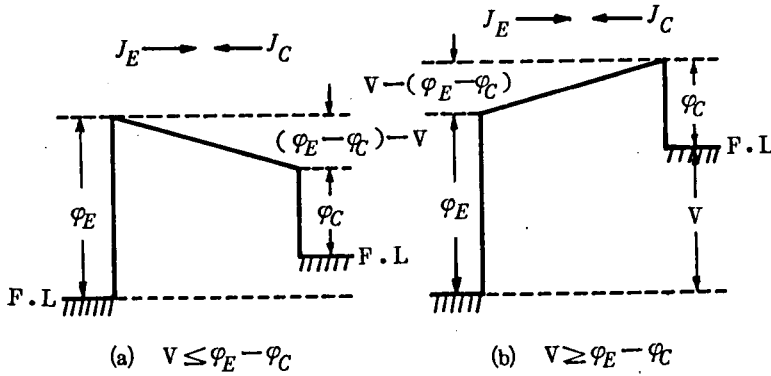
(2.1.5)

となる。ただし、効率および出力電圧の点より $\varphi_E - \varphi_C < kT_E/e$ は不適当で、普通は $\varphi_E - \varphi_C > kT_E/e$ になるように選ぶ。発電素子 1 個当りの負荷抵抗は $R_\ell = (\varphi_E - \varphi_C) / J_{ES} S_E \approx 1 / \{ 10 (A/cm^2) \times 2 \sim 3 (cm^2) \} = 0.05 \sim 0.03 \Omega$, 従って熱電子発電器は

低インピーダンス電源といえる。

2.2 発電器の最大出力条件⁶⁾

前節で述べた発電器の $J-V$ 特性ではコレクタからの逆放出は無視されており，その結果，出力の最大値は (2.1.4) 式で示された。この式より出力電圧 V を大きくしようとするれば φ_C を小さくせねばならないが， φ_C を小さくすれば逆放出が増加し発電器の正味電流は減少する。本節では，コレクタからの逆放出を考慮した場合の発電器の出力特性，ならびに出力を最大にするための条件（電極の仕事関数，電極温度の関係）を述べ，発電器設計の基本的事項を明らかにした。



第 2.2.1 図 逆放出を考慮したときの電子のポテンシャルエネルギー図

逆放出を考慮した場合の電子のポテンシャルエネルギー図を第 2.2.1 図に示す。このときの電流—電圧関係は

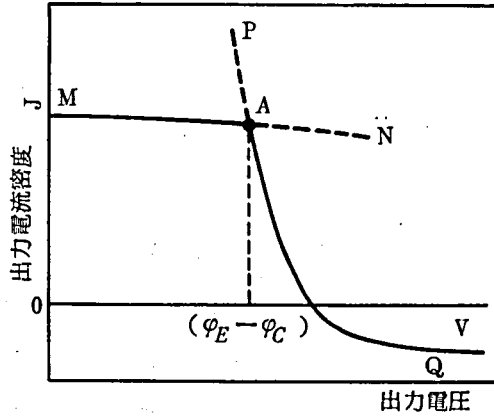
(a) $V \leq \varphi_E - \varphi_C$ のとき

$$J = J_{ES} - J_C = A_E T_E^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_E}{kT_E}\right) - A_C T_C^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_E}{kT_C}\right) \cdot \exp\left(\frac{eV}{kT_C}\right) \quad (2.2.1)$$

(b) $V \geq \varphi_E - \varphi_C$ のとき

$$J = J_E - J_{CS} = A_E T_E^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_C}{kT_E}\right) \cdot \exp\left(-\frac{eV}{kT_E}\right) - A_C T_C^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_C}{kT_C}\right) \quad (2.2.2)$$

となる。 J_{CS} : 逆放出電流密度。ここで注目すべきことは、 $V \leq \varphi_E - \varphi_C$ の範囲では逆方向の電子流 J_C は (2.2.1) 式のように φ_C には全く無関係となり、 $V \geq \varphi_E - \varphi_C$ の範囲では正方向の電子流 J_E は (2.2.2) 式のように φ_E に全く無関係となる。従って、 $J-V$ 特性は第 2.2.2 図のようになり、曲線 MN は φ_C に、曲線 PQ は φ_E にそれぞれ無関係となる。



第 2.2.2 図 逆放出を考慮したときの出力電流-電圧特性

ここで、

$$\varphi_E - \varphi_C = Nk(T_E - T_C)/e, \quad V = Mk(T_E - T_C)/e \quad (2.2.3)$$

とにおいて無次元化すれば電力密度 P は

(a) $M \leq N$

$$P = \left\{ A_E T_E^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_E}{kT_E}\right) - A_C T_C^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_E}{kT_C}\right) \cdot \exp\left(M \frac{T_E - T_C}{T_C}\right) \right\} M \frac{k(T_E - T_C)}{e} \quad (2.2.4)$$

(b) $M \geq N$

$$P = \left\{ A_E T_E^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_C}{kT_E}\right) \cdot \exp\left(-M \frac{T_E - T_C}{T_E}\right) - A_C T_C^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_C}{kT_C}\right) \right\} M \frac{k(T_E - T_C)}{e} \quad (2.2.5)$$

となる。(2.2.4), (2.2.5) 両式より P を最大にする条件を求めると

$$N = M_1 > M_2 \quad (2.2.6)$$

なる関係が得られ、このとき出力電圧が $V = \varphi_E - \varphi_C$ において P が最大になる。ここに

$$M_1 = \left(\frac{J_{ES} - J_C}{J_C} \right) \left(\frac{T_C}{T_E - T_C} \right), \quad M_2 = \left(\frac{J_E - J_{CS}}{J_E} \right) \left(\frac{T_E}{T_E - T_C} \right) \quad (2.2.7)$$

である。(2.2.6), (2.2.7) 式を φ_E, φ_C と M_1 の関係式に書き換えると

$$\varphi_E = -\frac{k}{e} \left(\frac{T_E T_C}{T_E - T_C} \right) \left[-\ell n \left\{ 1 + M_1 \left(\frac{T_E - T_C}{T_C} \right) \right\} + \ell n \left(\frac{A_E T_E^2}{A_C T_C^2} \right) \right] + M_1 \frac{k T_E}{e} = \Delta \varphi + M_1 \frac{k T_E}{e} \quad (2.2.8)$$

$$\varphi_C = -\frac{k}{e} \left(\frac{T_E T_C}{T_E - T_C} \right) \left[-\ell n \left\{ 1 + M_1 \left(\frac{T_E - T_C}{T_C} \right) \right\} + \ell n \left(\frac{A_E T_E^2}{A_C T_C^2} \right) \right] + M_1 \frac{k T_C}{e} = \Delta \varphi + M_1 \frac{k T_C}{e} \quad (2.2.9)$$

となる。従って、 $T_E, T_C, \varphi_E, \varphi_C$ のうち T_E, T_C, φ_E を決めれば (2.2.8) 式より M_1 が決まり、発電器の出力を最大にするための φ_C の値は (2.2.9) 式によって、一意に決まることになる。もし、 φ_C が (2.2.9) 式の値より小さい場合でも第 2.2.2 図の曲線 MN は φ_C に無関係であるので、このときの電力の最大値および出力電圧には何らの変更もない (第 2.2.3 図参照)。それ故 (2.2.9) 式の値より更に低い φ_C を採用する必要はない。

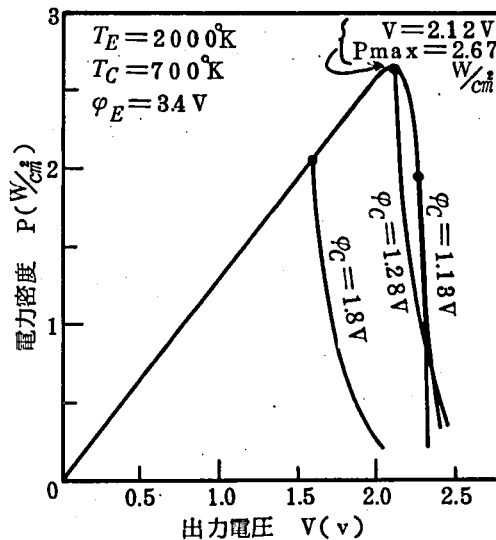
φ_E, φ_C が上記の条件式を満足するとき、発電器の電力最大値およびそのときの出力電圧、電流は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} V &= M_1 \frac{k(T_E - T_C)}{e} = \varphi_E - \varphi_C \\ J &= A_C T_C (T_E - T_C) \left(\frac{A_E T_E^2}{A_C T_C^2} \right)^{-T_E/(T_E - T_C)} \cdot M_1 \left\{ 1 + M_1 \left(\frac{T_E - T_C}{T_C} \right) \right\} \\ &\quad \cdot \exp(-M_1) \\ P_{max} &= J (\varphi_E - \varphi_C) \end{aligned} \right\} \quad (2.2.10)$$

上述の最大出力条件の計算例として $T_E = 2000^\circ K, T_C = 700^\circ K, \varphi_E = 3.4V$ 一定とし、 φ_C が変化したときの電力密度と電圧の関係を第 2.2.3 図に示す。このとき

は (2.2.8) , (2.2.9) 式より $M_1 = 19$, φ_C の最適値は $1.28V$ となり, 従って $V = 2.12V$ で $P_{max} = 2.67 \frac{W}{cm^2}$ の電力が得られる。 φ_C が最適値より低くなっても (例えば $\varphi_C = 1.13V$) 図からわかるように発電器の P_{max} は変わらない。なお, M_2 には (2.2.7) 式より $M_2 < T_E / (T_E - T_C)$ なる上限値があり, この値は実用的な温度範囲においては 1.5 前後で大きくとも 2 以下である。従って, 最大出力条件式 (2.2.6) 式は満足されている。

つぎに, 発電器の実用的な動作範囲における φ_C の最適値は, $J = 10 \frac{A}{cm^2}$ 一定, $T_E = 1400 \sim 2000^\circ K$, $T_C = 300 \sim T_E/2^\circ K$ とすると, $P_{max} \div 10 \sim 25 \frac{W}{cm^2}$, P_{max} のときの出力電圧 $\div 1 \sim 2.5V$, $M_1 \div 16 \sim 17.5$, $\varphi_E \div 2.0 \sim 3.04V$, $\varphi_C \div 0.48 \sim 1.65V$ となる。この場合の J_{CS}/J_{ES} は (2.2.7) 式より, T_E , T_C によって異なるが大体 2 ~ 5 % の範囲である。従って, φ_C の最適値はかなり低い値となり, $1V$ 以下の低い仕事関数のコレクタ材料を開発することが重要となってくる。



第 2.2.3 図 φ_C が変化したときの電力密度と電圧の関係

2.3 発電器の効率

熱電子発電器の効率は全熱入力に対する電気出力の比で表わされる。本節では, 発

電器内部での衝突による電子散乱，空間電荷効果などが無視できる理想的な場合を対象とする。

損失エネルギーとしては，エミッタにおける電子放出冷却，熱放射損，エミッタのリード線中の熱伝導損および電気抵抗損などがある。発電器の動作特性に対する理解を容易にするため，一般に効率には電子的効率と総合効率の二つに分けて検討される。

2.3.1 電子的効率 (γ_e)

これは損失として電子放出冷却だけ考えた場合である。いま第 2.2.1 図に示したポテンシャルエネルギー図において $V = \varphi_E - \varphi_C$ のときを考えると，1 個の電子がエミッタから飛び出すとき，位置エネルギーとして $e\varphi_E$ ，運動エネルギーとして平均 $2kT_E$ だけのエネルギーをエミッタから奪う。従って，エミッタの単位面積あたりの電子放出冷却は $J_{ES}(e\varphi_E + 2kT_E)/e$ である。一方，コレクタからエミッタにはいる電子は単位面積あたり $J_{CS}(e\varphi_E + 2kT_C)/e$ だけのエネルギーをエミッタに与える。従って， γ_e は

$$\gamma_e = \frac{(J_{ES} - J_{CS})(\varphi_E - \varphi_C)}{J_{ES}(e\varphi_E + 2kT_E/e) - J_{CS}(e\varphi_E + 2kT_C/e)} \quad (2.3.1)$$

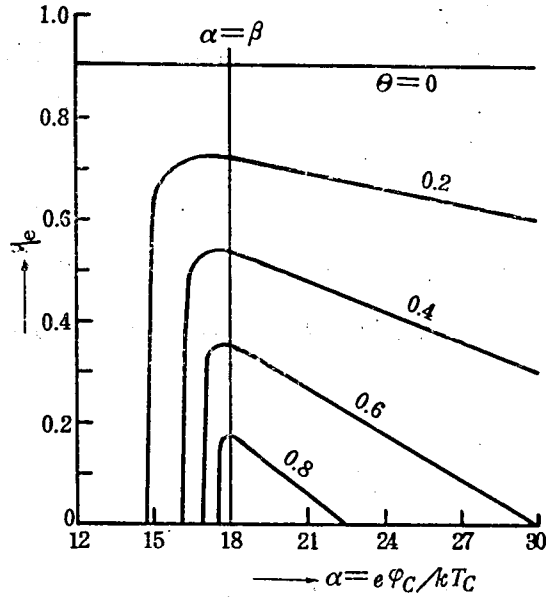
となる。上式は $T_E, T_C, \varphi_E, \varphi_C$ の四つの変数で表わされるが，さらにこれを次の

$$\alpha = \frac{e\varphi_C}{kT_C}, \quad \beta = \frac{e\varphi_E}{kT_E}, \quad \theta = \frac{T_C}{T_E} \quad (2.3.2)$$

なる三つの量で置き換えて整理すると， γ_e は次のようになる。

$$\gamma_e = \frac{(\beta - \theta\alpha) \{1 - \theta^2 \exp(\beta - \alpha)\}}{(\beta + 2) - \theta^2(\beta + 2\theta) \exp(\beta - \alpha)} \quad (2.3.3)$$

ここで， β, θ を一定として γ_e と α の関係を調べる。いま， J_{ES}, T_E を実際的な変域， $J_{ES} = 1 \sim 10 \frac{A}{cm^2}$ ， $T_E = 1000 \sim 2000^\circ K$ の範囲内で変えたときの β の変域は $\beta = 16 \sim 20$ となる。そこで便宜上 $\beta = 18$ ととって，(2.3.3) 式より， α と γ_e の関係を表わすと第 2.3.1 図が得られる。



第 2.3.1 図 電子的効率 η_e と α の関係
($\beta = 18$ の場合)

この図からわかるように η_e には最大値が存在し、その条件は近似的に

$$\alpha = \beta \quad \text{すなわち} \quad \varphi_C = \varphi_E (T_C/T_E) \quad (2.3.4)$$

である。この式から η_e を最大にするために必要な電極の仕事関数、温度の関係がわかる。このときの η_e は

$$\eta_{e \max} = \frac{\beta(1-\theta)}{\beta+2} \left\{ \frac{1-\theta^2}{1-\theta^2(\beta+2\theta)/(\beta+2)} \right\} \doteq \frac{\beta}{\beta+2} (1-\theta) \quad (2.3.5)$$

$\beta = 18$ とすれば

$$\eta_{e \max} = 0.9 \{ (T_E - T_C)/T_E \} = 0.9 \{ (\varphi_E - \varphi_C)/\varphi_E \} \quad (2.3.6)$$

となり、電子的効率の最大値は *Carnot* 効率の 90% に達する。しかし、熱電子発電器は *Carnot* 効率自体が比較的低い値となる。その原因は φ_C の低いコレクタ材料に限度があるためで、いくら T_C を下げてもそれに伴った低い φ_C のコレクタが得られなければ効率は増加しない。従って、熱電子発電器では仕事関数の低いコレクタ材料の開発が特に重要である。

なお、電子の効率最大の条件 (2.3.4) 式は、2.2 節で述べた電力最大の条件式 $N = M_1 > M_2$ すなわち $\varphi_E = M_1 k T_E / e + \Delta \varphi$, $\varphi_C = M_1 k T_C / e + \Delta \varphi$ と殆んど一致するが (2.3.4) 式の φ_C の方が (2.2.9) 式の φ_C よりわずかに小さくなる。

2.3.2 総合効率 (η_s)

総合効率にはすべての損失を考慮に入れるべきであるが、実際上は電子放出冷却以外の損失としては、本節の最初に述べた熱放射損 R , 熱伝導損 H_w , 電気抵抗損 $J V_w$ の 3 者が考慮される。従って T_C が十分低く J_{CS} が無視できるとすれば、総合効率 η_s は

$$\eta_s = \frac{J_{ES} (\varphi_E - \varphi_C - V_w)}{J_{ES} (\varphi_E + 2 k T_E / e) + R + H_w} \quad (2.3.7)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここで, } R &= \varepsilon_n R_{bb} \\ \varepsilon_n &= (\varepsilon_E^{-1} + \varepsilon_C^{-1} - 1)^{-1} \\ R_{bb} &= \sigma T_E^4 \end{aligned} \right\} \quad (2.3.8)$$

ε_n : エミッターコレクタ間の相互反射を考えた実効放射率, $\varepsilon_E, \varepsilon_C$: エミッターおよびコレクタの放射率, σ : Stefan-Boltzmann の定数

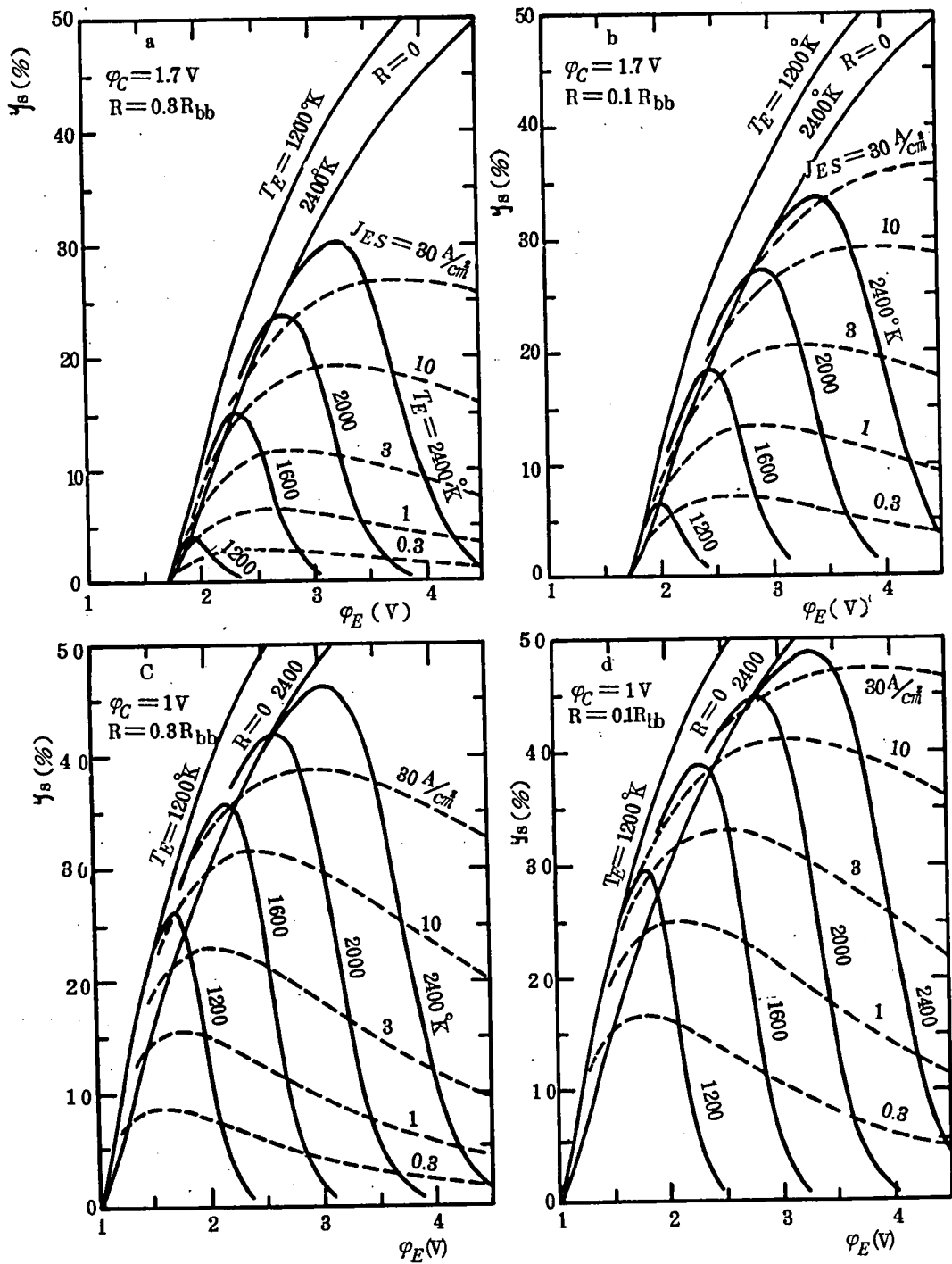
一方, H_w, V_w はこれらが最適になるエミッタの形状があり, そのとき

$$V_w = \{ L \eta_s (T_E^2 - T_C^2) / (2 - \eta_s) \}^{1/2} \quad (2.3.9)$$

$$H_w = J_E V_w (1 - \eta_s) / \eta_s \quad (2.3.10)$$

となる。ここで L は Lorentz 定数 ($2.45 \times 10^{-8} \text{ watt ohm/deg}^2$) である。

(2.3.7) 式 ~ (2.3.10) 式を用いた η_s の計算例を第 2.3.2 図に示す。



第 2.3.2 図 理想状態の発電機の総合効率 η_s と ϕ_E の関係
 (J_{CS} は無視, 実線は T_E をパラメータ, 破線は J_{ES} をパラメータ)

この図を要約すれば、

- (1) T_E を一定とすれば最適の φ_E がある。この φ_E 以上では R のため、それ以下では電子放出冷却のため効率は下がる。
- (2) J_{ES} を大きくする程効率はよくなる。また J_{ES} を一定にするとき効率はゆるい最大をもつ。このときの φ_E は $2.5 \sim 4 \text{ V}$ である ($J_{ES} = 3 \sim 10 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ として)
- (3) 最適の φ_E では熱放射損の影響はそれ程大きくないが、この φ_E より大きいときは熱放射損は効率に大きく影響する。
- (4) φ_C を小さくすると効率は著しく高くなるが、これには材料的な制限がある。

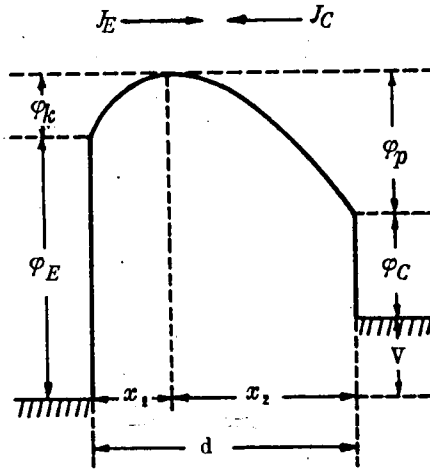
以上、2.2 節の最大電力条件および本節の効率に関する解析から、発電器の出力、効率の改善には電極の温度と仕事関数の間に最適の関係があり、温度を定めればそれに適した φ_E と φ_C の組合せを選ぶことが基本的な要因である。なかでも 1 V 以下の低い仕事関数のコレクタ材料の開発が重要である。

熱電子発電器の電極材料のうちエミッタ材料としては、 W , Ta , Mo , Re などの耐熱金属、 UC , $UC-ZrC$ などの炭化物陰極等が主に検討されており、核燃料をエミッタとして使用する場合も普通は耐熱金属で被覆する場合が多い。このような耐熱金属は 3.2 節に述べるようにセシウム蒸気の吸着によって、その仕事関数が大幅に変化する。つぎに、コレクタ材料として調べられたものは、 $Cs-Ti$ ⁹⁾, $Cs-CsF-Mo$ ¹⁰⁾, $Cs-CsH-Mo$ ¹¹⁾, $Cs-Al_2O_3$, $(30A)-Al$ ¹²⁾ 等があり、いずれもその仕事関数は約 1.4 V 程度であった。コレクタ材料として重要なことは、上述のように仕事関数の低いことであるが、そのような表面状態が発電器内の熱的、化学的環境に対して安定で、経時変化の少ないことも大切である。

2.4 電子空間電荷の影響

前節までの議論では、電極間の電子空間電荷は無視できると仮定してきたが、実際には多数の電子が存在するのでそれらの影響を無視できない。以下、本節では電極間が高真空のときの空間電荷効果について述べる。

この場合のポテンシャルエネルギー図を第 2.4.1 図に示す。



第 2.4.1 図 空間電荷がある場合のポテンシャルエネルギー図

空間電荷に基づく電位障壁 φ_k 、 φ_p のため、エミッタからコレクタに到達できる電流は著しく減少し、同時に出力電圧も変化する。この場合の出力電圧は

$$V = (\varphi_E - \varphi_C) + (\varphi_k - \varphi_p) \quad (2.4.1)$$

となる。いま、第 2.4.1 図に示すように電位障壁のピークがエミッタおよびコレクタからそれぞれ x_1 、 x_2 の位置にあるとし、(電極間距離 $d = x_1 + x_2$) コレクタ温度 T_C は十分低く J_C は無視できるとすれば、 J_E 、 d 、 T_E および φ_k 、 φ_p の間の関係は、熱陰極真空管で周知の *Langmuir* の ψ 、 ξ を用い電位障壁のピークを原点にとれば、¹³⁾

$$\left. \begin{aligned} \psi &= \frac{e\varphi}{kT_E} \\ \xi &= 4(\pi/2kT_E)^{3/4} \cdot me^{1/4} \cdot (eJ_E)^{1/2} \cdot x \\ &= (x \cdot J_E^{1/2} / T_E^{3/4}) \cdot 9.18 \times 10^5 \end{aligned} \right\} \quad (2.4.2)$$

より、

$$\left. \begin{aligned} \psi_1 &= \frac{e\varphi_k}{kT_E}, \quad \psi_2 = \frac{e\varphi_p}{kT_E} \\ (\xi_1 + \xi_2)^2 &= 8.424 \times 10^{10} \cdot J_E d^2 / T_E^{3/2} \end{aligned} \right\} \quad (2.4.3)$$

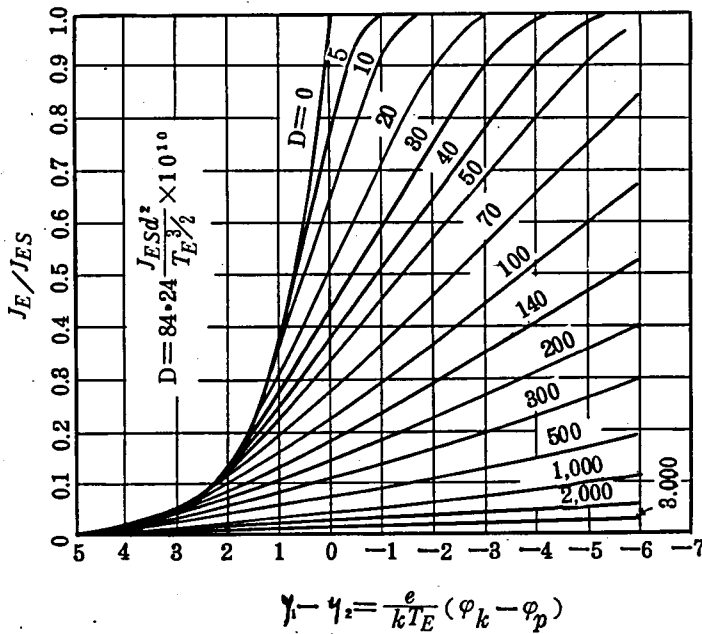
ここで

$$D = \frac{(\xi_1 + \xi_2)^2}{J_E/J_{ES}} = 84.24 \times 10^{10} \cdot J_{ES} d^2 / T_E^{3/2} \quad (2.4.4)$$

$$J_E = J_{ES} \cdot \exp(-\psi_1) \quad (2.4.5)$$

ただし, $J_{ES}, J_E : \frac{A}{cm^2}$, $d : cm$

なる量を導入すると, ψ_1 を曲線を利用することにより, D をパラメータとして ($\psi_1 - \psi_2$) と J_E/J_{ES} の関係を求めることができる。これを第 2.4.2 図に示す。



第 2.4.2 図 D をパラメータとして示した出力電流と電圧の関係

この図より, ($\psi_1 - \psi_2$) が一定のときは D が小さいほど出力電流 J_E は増大することがわかる。(2.4.4) 式より J_{ES}, T_E を一定とすれば, D を小さくするには, d を小さくせねばならない。従って, 空間電荷の影響を除くには電極間隔を小さくすることが第一に重要である。

計算例として, $J_{ES} = 10 \frac{A}{cm^2}$, $T_E = 2000^\circ K$ として, $\psi_1 - \psi_2 = 0$ すなわち $V = \varphi_E - \varphi_C$ において $J_E/J_{ES} \geq 0.5$ を得ようとすれば, $D \leq 20$, $d \leq 4.6 \times 10^{-4} cm$ となり

$J_E/J_{ES} \geq 0.25$ では $D \leq 90$, $d \leq 9.8 \times 10^{-4} \text{ cm}$ となる。従って、真空型発電器で実用的なものを得るには電極間隔を $1 \times 10^{-3} \text{ cm}$ 以下にする必要がある。

次に、空間電荷効果と電極間隔の関係を考察したいま一つの方法を説明する。電位分布の電界強度がコレクタ表面上でゼロになる場合を考え、このときのポテンシャルエネルギー図を第 2.4.3 図に示す。

この状態は、 J_E に関し初速度電流域と空間電荷制限電流域の境界で、このときの J_E を J_m 電子温度 T_e はエミッタ温度 T_E に等しいとすると、次の関係が Nottingham によって与えられている。¹⁴⁾

$$(\varphi_R - \varphi_E) > kT_E/e \quad \text{ならば}$$

$$J_m = 7.729 \times 10^{-12} \cdot \frac{T_E^{3/2}}{d^2},$$

$$J_m : A/cm^2, d : \text{cm} \quad (2.4.6)$$

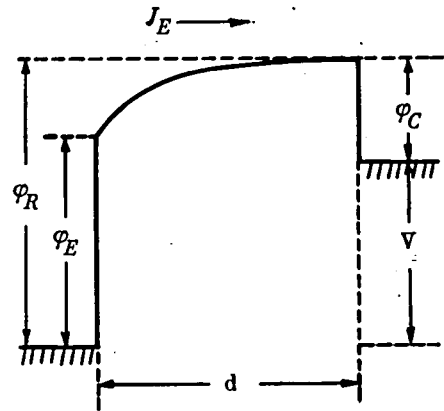
この式は空間電荷による制限を受けないで取り出し得る J_E の最大値 J_m とエミッタ温度、電

極間隔の関係を表わし、 $T_E = 2000^\circ \text{K}$ とすると $J_m = 5 A/cm^2$ で $d = 3.7 \times 10^{-4} \text{ cm}$, $J_m = 2.5 A/cm^2$ では $d = 5.3 \times 10^{-4} \text{ cm}$ となり、所要の d は当然のことであるが Langmuir の η を用いた値より僅か小さくなる。

以上より、空間電荷による電流の阻止効果が大きいこと、それ故真空型発電器で実用的な電流を取り出すためには電極間隔を $1 \times 10^{-3} \text{ cm}$ 以下にせねばならぬことがわかる。高温動作中でもこのようなごく狭い電極間隔を保つことは技術的にかなり困難であると思われる。

2.5 結 言

以上、本章では理想状態における発電器の動作特性および空間電荷による電流の阻止効果について主に文献を参照しながら述べた。すなわち、電極間内の電子の衝突効果および空間電荷効果さらにコレクタからの逆放出等が無視できる理想状態の出力特性を最初に説明した。



第 2.4.3 図 電界強度がコレクタ表面上でゼロになる場合のポテンシャルエネルギー図

つぎに、逆放出を考慮すると発電器の出力，効率を高めるためには電極の温度と仕事関数の間に最適関係が生じ，温度を定めればそれに適した ϕ_E （エミッタ仕事関数）と ϕ_C （コレクタ仕事関数）の組合せを選ぶことが基本的な要因であることを述べた。従って，両電極の温度と ϕ_E を定めれば ϕ_C には最適値（下限値）が生じるが，実用範囲の温度と ϕ_E に対して ϕ_C の最適値は1V未満になる場合が多く，このような低い仕事関数のコレクタ材料の開発が重要であることを指摘した。

発電器は空間電荷により出力電流が著しく減少し，実用的な電流（数 10^{-4} cm以上）を取り出すためには電極間隔を 1×10^{-4} cm以下にせねばならぬことを述べた。しかし高温動作中でもこのような電極間隔を保つことは技術的にかなり困難であるので，正イオンによる空間電荷の中和が検討されるようになった。

第3章 空間電荷の中和法とセシウム発電器

3.1 空間電荷の中和法

2.4 節で述べたように空間電荷は発電器の出力電流に致命的な悪影響をおよぼす。それ故、この効果を如何にして有効に除去するかによって熱電子発電の発電性能が決定されると言っても過言ではない。現在までのところ空間電荷の中和法としては次のような方法がある。

真空方式

- (1) 電極間接近法
- (2) 電磁界法

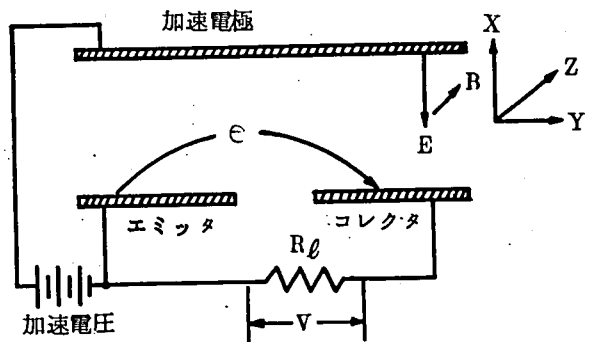
正イオンによって中和する方式

- (3) 表面電離法
- (4) 空間電離法
- (5) 補助放電法
- (6) グリッド法
- (7) 核分裂生成物による電離
- (8) イオン放出物質の利用

(1)の電極間接近法については既に2.4 節で述べた。(2)の電磁界法はエミッタから放出された電子を加速電界で加速し、さらに磁界によって電子軌道を曲げて取り出す方法で⁽⁵⁾その原理図を第 3.1.1 図に示す。この方法の問題点は加速電極、加速電源等の構造上のほか、加速電極への電子流出による損失が大きいことである。また、多くの電流を取り出そうとするとエミッタおよびコレクタの近傍に電位の谷が発生し、電位障壁の除去が困難になる。

(3)の表面電離法は、電離電圧の低い気体が高温のエミッタ表面に入射すると、電離する現象（接触電離、共鳴電離とも呼ばれる）を利用するもので、アルカリ金属蒸気のうち主にCsが使用される。この場合の出力特性は非点火モードと呼ばれている。

(4)の空間電離法は、エミッタ近傍にできるイオンシースで加速された電子が気体（主にCs）と衝突し、これを電離する場合で、点火モードと呼ばれる。放電の開始



第 3.1.1 図 直交電磁界型真空管の原理図

および維持に累積電離が重要な役割を果たしている。

(5)は補助電極を設け、電圧を印加して補助的な放電（出力電流の数十分の一乃至数百分の一の放電電流）でイオンを発生させる方法である。エミッタ温度の低減および不活性ガス（ Ar, Xe など）が使用できるなどの利点がある。一方、構造的に複雑になり、不活性ガスを使用する場合は適当な仕事関数のエミッタ、コレクタをまえもって用意せねばならぬという電極材料面での問題点がある。補助放電法の詳細は第 5 章で述べる。

(6)は電極間内にグリッドを挿入し、エミッタに対しグリッドを正電位（ $12V$ 程度）にすると、グリッド近傍で $1KHz$ 付近の陽極振動が生じ、これを利用して出力電流の交流化ができることが提案されている。¹⁶⁾

(7)は原子炉を熱源とする場合で、核分裂で生じた放射線、熱中性子等によって気体を電離する方法であるが、現在までの所、研究が未だ進んでいないように思う。

(8)は *beta-eucryptite* ($Li_2O, Al_2O_3, 2SiO_2$) のようなイオン放出物質（ $1000 \sim 1200^\circ C$ の温度で、 \sim 数 $\frac{mA}{cm^2}$ の Li^+ のイオン放出をする）を利用する方法であるが、¹⁷⁾
 (1)寿命が短い、例えば $8.8 \frac{mA}{cm^2}$ のイオン放出電流（ $1 \frac{A}{cm^2}$ の電子電流を中和できる）のときの Li の消耗は毎時 $2.3 \frac{mg}{cm^2}$ 、故に $42 \frac{mg}{cm^2}$ の *beta-eucryptite* が必要である。
 (2)電気抵抗が大きい（ $10^3 \sim 10^6 \Omega \cdot cm$ ）ため、厚さを非常に薄く（ $5 \times 10^{-3} cm$ ）せねばならぬ等がイオンエミッタとして使用するときの問題点である。

以上の諸方法のうち、現在までに主に研究されたのは(3)、(4)、(5)の方法である。

3.2 セシウム蒸気の効用

3.2.1 イオンの中和能¹⁸⁾

電子電流密度 J_e による空間電荷を中和するために必要なイオン電流密度 J_i は、電子温度とイオン温度がほぼ等しいとすれば、気体運動論より

$$J_i/J_e \cong (m_e/m_i)^{1/2} \quad (3.2.1)$$

である。一方、このイオンを作るに要するエネルギーはイオン1個当り eV_i (V_i : 電離電圧) である。したがって、 J_e を中和するに要する最小エネルギーは電離効率を η_{ie} とすれば

$$W_i = J_i V_i / \eta_{ie} = J_e \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{V_i}{\eta_{ie}} \propto \frac{J_e}{\eta_{ie}} \cdot \frac{1}{\eta_i^*}, \quad \eta_i^* = \frac{A_w^{1/2}}{V_i} \quad (3.2.2)$$

となる。ここに A_w は原子量で、 η_i^* をイオンの中和能と呼び、第3.2.1表にこれを示す。この表からわかるように、アルカリ金属は不活性ガスに比べ大きな中和能をもち、その中でも Cs が最大である。このことが熱電子発電器に Cs が使用される理由の一つになっている。

第3.2.1表 イオンの中和能¹⁸⁾

	原子量	V_i	η_i^*		原子量	V_i	η_i^*
Cs	132.91	3.89	2.96	Xe	131.30	12.12	0.94
Rb	85.48	4.18	2.21	Kr	83.80	13.96	0.66
K	39.10	4.33	1.44	Ar	39.94	15.75	0.40
Na	22.99	5.14	0.93	Sr	87.63	5.67	1.65
Hg	200.61	10.42	1.36	Te	127.61	8.96	1.26

3.2.2 仕事関数の制御

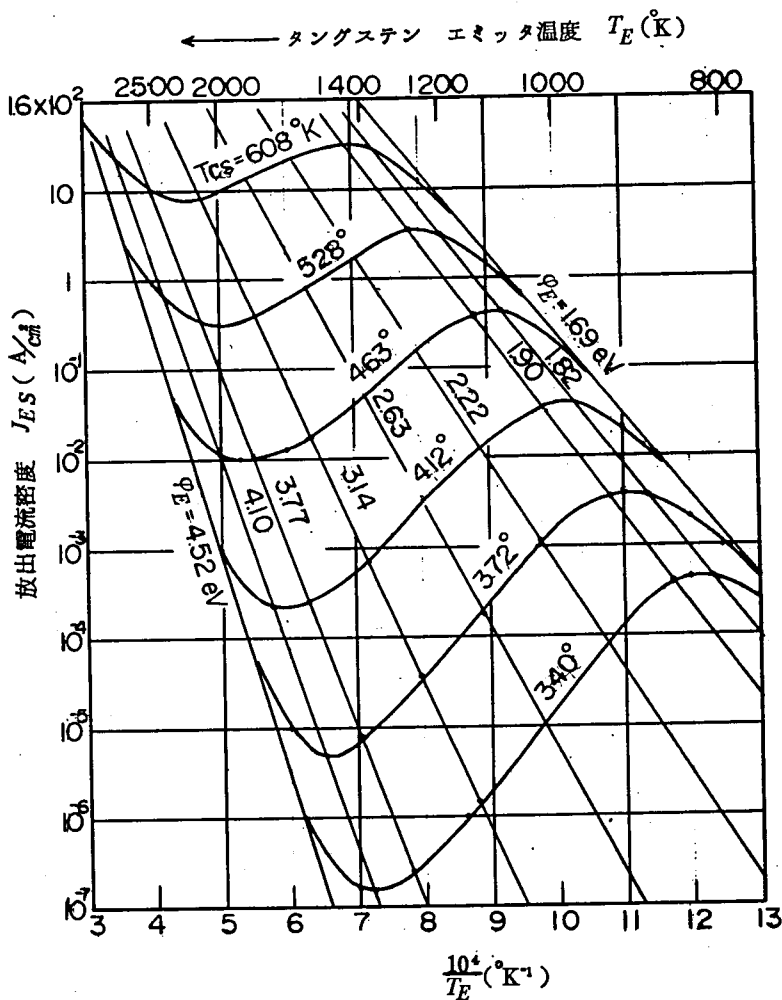
Cs が熱電子発電器に重用されるいま一つの理由は、電極の仕事関数を制御できることである。金属 Cs の仕事関数は 1.81 eV で金属中もっとも低く、発電器内に Cs 蒸気を封入するとこれが電極表面に吸着して、電極の仕事関数を大幅に低下させる。¹⁹⁾

電極基質の仕事関数を φ_0 、 Cs の吸着による仕事関数の低下分を $\Delta\varphi$ とすれば、吸着時は

$$\varphi = \varphi_0 - \Delta\varphi \quad (3.2.3)$$

となる。 $\Delta\phi$ は電極材料 ϕ_0 、電極温度 T および C_S 蒸気の入射束 μ_a の関数で、 μ_a は飽和蒸気圧のもとでは C_S の蒸気温度 T_{CS} の関数であるから、ある電極について $\Delta\phi$ は T と T_{CS} の関数となる。したがって、 C_S 蒸気中のエミッタからの熱電子放出量はエミッタ温度 T_E と T_{CS} によって著しく変化する。

第 3.2.1 図 は C_S 蒸気中のタングステンからの熱電子放出特性を示したもので、 $T_{CS}(\mu_a)$ を一定としたとき J_{ES} は図のようにS字形特性を示す。 T_E の低下にも拘わらず J_{ES} が逆に著しく増大するのは、 T_E の減少効果(エミッションの減少)よりも、 $\Delta\phi$ の効果(エミッションの増加)の方が優勢になるためである。 $\Delta\phi$ はエミッタ



第 3.2.1 図 セシウム蒸気中のタングステンからの熱電子放出特性

のみならず、コレクタにも作用し、コレクタの仕事関数は大幅に減少する。このことは発電器の出力、効率を大きくするので好ましいことである。

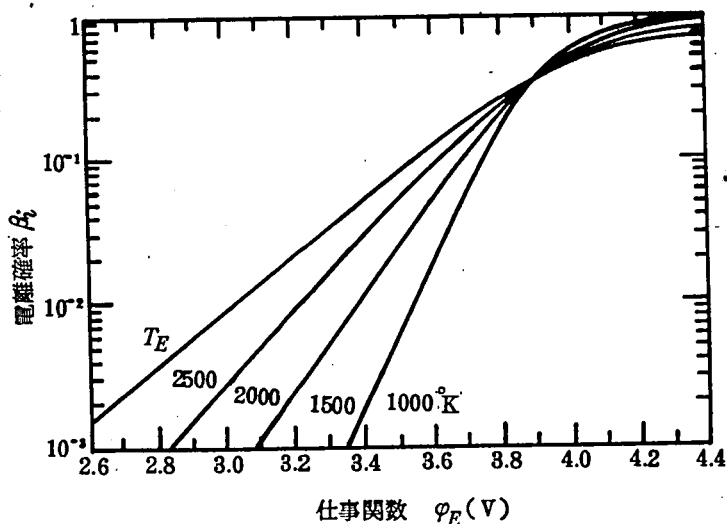
3.2.3 表面電離の電離確率

電子の平均自由行程 λ_e が電極間隔より長い、いわゆる低圧発電器の場合には、イオンは表面電離法によって作られる。このときのイオン放出の割合 β_i は *Langmuir-Saha* の式

$$\beta_i = [1 + \omega_a / \omega_p \cdot \exp \{ e (V_i - \varphi_E) / k T_E \}]^{-1} \quad (3.2.4)$$

に従う。ここに ω_a / ω_p は統計的重みの比で、アルカリ金属に対しては理論的に $\omega_a / \omega_p = 2$ である。

(3.2.4) 式の関係をも $C_s (V_i = 3.89 \text{ V})$ について図示したのが第 3.2.2 図である。この図よりわかる通り、 $\varphi_E > V_i$ のとき β_i は 1 に近く、 $\varphi_E < V_i$ になると β_i は急激に減少する。従って、電離確率の点からも V_i が最小である C_s が最も適している。



第 3.2.2 図 セシウムの表面電離確率

(3.2.4) 式よりエミッタからのイオン電流密度 J_{i0} は²⁰⁾

$$J_{i0} = e \mu_a \beta_i / (1 - \beta_i f) \quad (3.2.5)$$

となる。ただし f は放出されたイオンがイオンに対する電位障壁によりエミッタに引き戻される割合である。第 3.2.3 図は C_s 中のタングステンエミッタからの表面

電離によるイオン放出特性 ($f=0$) を示す。図中、破線が J_{i0} を、実線は J_{ES} を表わす。

3.3 低圧セシウム発電器の特性

3.2 節に述べたように、セシウムは電離電圧が最も低く、中和能は最大で、さらに電極表面に吸着して仕事関数を大幅に低下し熱電子放出を飛躍的に増大させるので、熱電子発電器の封入気体として最も適している。

セシウム発電器の諸特性は主として電極間隔 d とセシウム圧力 P_{Cs} によって大きく変化する。すなわち、 $\lambda_e > d$ で平均的な放出電子がエミッタからコレクタへ移動する間に衝突を起こさないような場合 (低圧発電器と呼ばれる) と、 $\lambda_e \ll d$ で多数回の衝突を起こす場合 (高圧発電器と呼ばれる) に分けて論じる必要がある。以下、本節では低圧セシウム発電器について述べる。

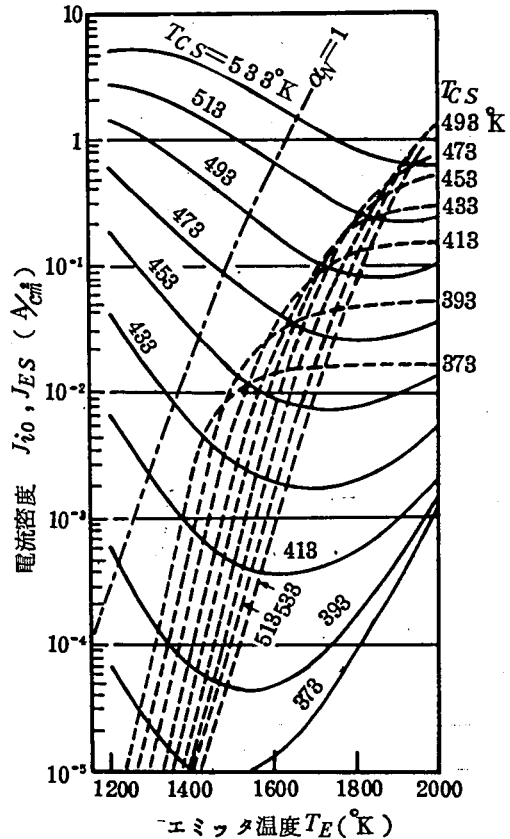
3.3.1 空間電荷の中和条件

低圧の場合、空間電荷の中和に必要なセシウムイオンは、普通、表面電離によって作られる。従って、中和の条件

$$\alpha_N = \frac{J_{i0}}{J_{ES}} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} = 1 \quad (3.3.1)$$

を満足するエミッタの仕事関数は、(2.1.1), (3.2.4) (3.2.5) (3.3.1) 式より $f=0$ とすると

$$\phi_N < V_i - \frac{2kT_E}{e} \quad \text{のとき}$$



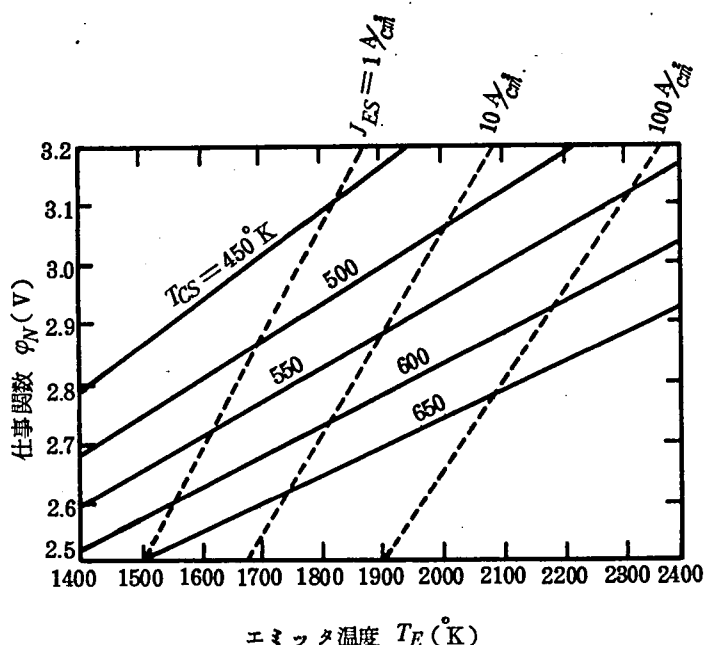
第 3.2.3 図 セシウム中のタングステンからのイオン放出特性および熱電子放出特性 (破線: J_{i0} , 実線: J_{ES})

$$\varphi_N \doteq \frac{V_i}{2} + \frac{kT_E}{2e} \cdot \ln \left\{ \frac{2AT_E^2}{e\mu_a} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \right\} \quad (3.3.2a)$$

$$\varphi_N > V_i + \frac{2kT_E}{e} \text{ のとき}$$

$$\varphi_N \doteq \frac{kT_E}{e} \cdot \ln \left\{ \frac{AT_E^2}{e\mu_a} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \right\} \quad (3.3.2b)$$

となる。(3.3.2a)式の φ_N をセシウム容器温度，エミッタ温度について図示すると，第3.3.1図を得る。



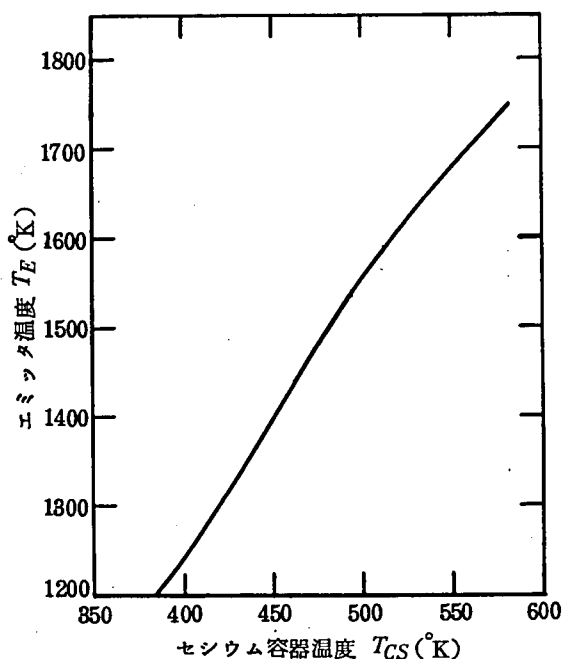
第 3.3.1 図 空間電荷の中和 ($\alpha_N = 1$) に必要な仕事関数の値

同図の破線はエミッタの飽和熱電子電流を示している。たとえば 2000°K で $10 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ の放出電流が欲しいとすると，図からわかるように必要なエミッタ仕事関数は 3.05V ，放出電流を中和するためのセシウム蒸気圧は 0.22 Torr ($T_{CS} \doteq 500^\circ\text{K}$) となる。したがって，電極間隔は $\lambda_e \doteq 70\mu$ 以下でなければならない。

ここで注意すべきことは，(3.3.2a)式あるいは第3.3.1図の関係は一つの理想状態を表わし，その実現にはかなりの制約がある。上記の例で 0.22 Torr のセシ

ウム中で 2000°K のエミッタの仕事関数が 3.05V という比較的低い値になるエミッタ材料を得ることは非常に困難である。このように空間電荷中和の条件 $\alpha_N=1$ は低圧発電器に適用できるエミッタに著しい制約を加えることになる。その原因は、大きな放出電流を得るためにはエミッタ仕事関数が小さくなくてはならないが、エミッタで多量の表面電離を起こさせるには逆に仕事関数が大きくなければならぬからである。

セシウム中のタングステンエミッタに対して、 $\alpha_N=1$ を満足する動作状態を求めたのが第 3.2.3 図中の鎖線である。このときのエミッタ温度とセシウム容器温度の関係は第 3.3.2 図のようになり、 T_E/T_{CS} の値は約 3.1 で、 ϕ_N は約 2.8V になった。

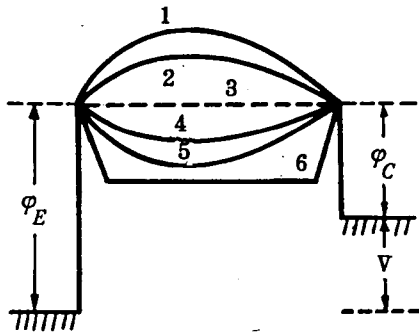


第 3.3.2 図 セシウム中のタングステンエミッタに対して $\alpha_N=1$ となるときのエミッタ温度とセシウム容器温度の関係

3.3.2 電位分布と出力特性

低圧発電器内の電位分布は一般に第 3.3.3 図のようになると考えられる。すなわち、 $\alpha_N < 1$ なる場合は電子過剰となって、電位分布は図中の曲線 1 および 2 となり、反対に $\alpha_N > 1$ なる場合はイオン過剰で曲線 4 および 5 となる。曲線 6 は $\alpha_N \gg 1$ で、しかも電極間のプラズマ密度が高いときの電位分布を表わす。プラズマ密度が増加すると正負粒子間の静電力が強くなり、プラズマ内の電位差が減少するので電位分

布は平坦化し、電極近傍にのみ電極電流とプラズマの整合をはかるため薄い空間電荷層（シース）ができる。このシース部の長さは第6章で詳述するが、*Debye*長の約10倍程度である。発電器に対する代表的な値として、プラズマ密度を 10^{13} cm^{-3} 、電子温度を 3000°K とすると、*Debye* 長は 1μ 、シース長は約 10μ となり、実用的な電極間隔（ 100μ 程度）よりは十分小さい。

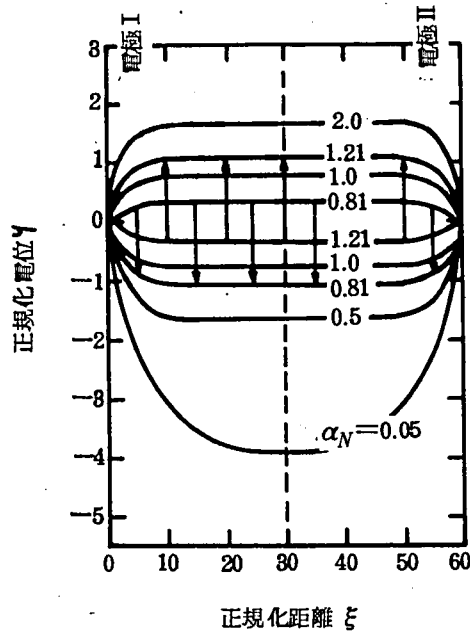


第 3.3.3 図 低圧セシウム発電器内の
ポテンシャルエネルギー図
($V = \phi_E - \phi_C$ のとき)

電位分布に関する理論的解析は *Auer*²⁰⁾、*Eichenbaum & Hernqvist*²¹⁾ および *Goldstein*²²⁾ らによって行なわれた。

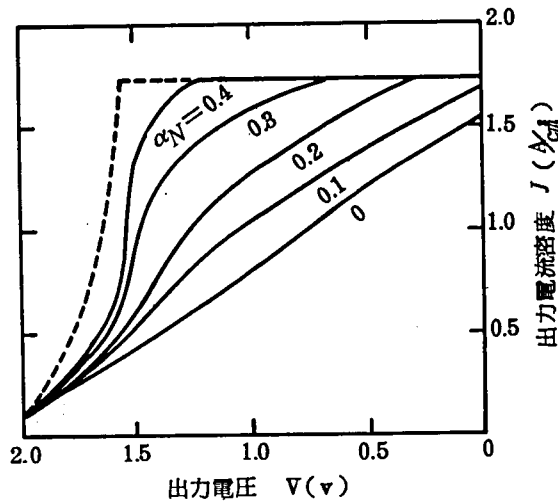
Eichenbaum & Hernqvist は、「同電位に保たれた平板状ダイオードがあり、両電極とも同じように電子及びイオン放出を行ない、放出粒子の速度分布は *maxwell* 分布をしている」このようなモデルを考え、電極間の合成プラズマ中の電位分布を解析した。その結果の一例を第 3.3.4 図に示す。図の横軸は *Debye* 長で正規化した電極間隔を、縦軸は電極

温度で正規化した電位を表わし、パラメータ α_N は電極面におけるイオンと電子の放出密度比（空間電荷の中和度に等しい）である。第 3.3.4 図によって、上述の電位分布（第 3.3.3 図）の予想が大体正しいと云える。ただし、ここで注目すべきことは第 3.3.4 図において、 $0.81 \leq \alpha_N \leq 1.23$ の範囲内で電位に 2 重値があることである。そして、実際にどちらの電位になるかはその履歴によって決まり、このため電位に跳躍現象のあらわれることが *Eichenbaum* と *Hernqvist* によって実証された。



第 3.3.4 図 合成プラズマ中の電位分布 ($2\xi_m = 6.0$ のとき)
 $\psi = eV/kT, \xi = x \{ 2 \int e(0) e / \epsilon_0 kT \}^{1/2}$
 $\alpha_N = \int i(0) / \int e(0)$

次に、低圧セシウム発電機の電流—電圧特性は電位分布がイオン過剰な場合には第 2.1.2 図に示した理想的特性が得られる筈であるが、電子過剰な場合には電流、電圧は減少する。*Goldstein* は電子過剰な場合の特性を、*McIntyre* の空間電荷解析式²³⁾を用いて計算し、出力特性の理論曲線を求めた。第 3.3.5 図は $T_E = 2000^\circ\text{K}$ 、 $\varphi_E = 3.35\text{V}$ 、 $\varphi_C = 1.8\text{V}$ 、 $d = 25.4\mu$ 一定として *Goldstein* が求めた代表的な特性である。図中、 $\alpha_N = 0$ は真空中で、 α_N の増加により出力電流は著しく改善され、セシウムイオンの空間電荷中和作用の大きいことがわかる。 $V = \varphi_E - \varphi_C$ の近くで特性曲線の傾きが変わる原因はコレクタの近くにおいてイオンが電界のためにはね返されて $V < \varphi_E - \varphi_C$ の範囲ではイオンの流れを減少させるためである。 $\alpha_N > 0.4$ に対する曲線は記されていないが、これはいま考えている電極間隔 (25.4μ) について、その領域では単調な電位分布が存在しないためである。



第 3.3.5 図 低圧セシウム発電器の出力特性に及ぼす α_N の影響

このように、 α_N が大きくなると電子-イオンの相互作用による電位の不安定性が起こる。さらにまた、 α_N を大きくするにはセシウム容器温度、蒸気圧の上昇を必要とし、それは電子の平均自由行程 λ_e の縮少となり、電極間隔との関係で実用的な出力電流 ($5 A/cm^2$ 以上) を得ようとすれば $\lambda_e \ll d$ となり発電器は次節に述べる高圧型動作となる。

3.4 高圧セシウム発電器の特性

実用的な出力電流 ($5 A/cm^2$ 以上) を $T_E = 1600 \sim 2000^\circ K$ で得ようとすれば $\phi_E = 2.4 \sim 3.1 V$ となり、これをセシウム中の耐熱金属で行なうには $P_{CS} \geq 1 \sim 2 Torr$ ($T_{CS} \geq 560 \sim 580^\circ K$) を必要とし、 $\lambda_e \leq 10^{-2} mm$ となり、普通の電極間隔では $\lambda_e \ll d$ となって高圧型動作に移行する。従って、この場合の動作特性の考察には、電極近傍に生じるシースの効果とプラズマ中での荷電粒子の衝突に因る輸送効果の両方を考慮する必要がある。

一方、高圧発電器はイオン源が表面電離の場合と、主に空間電離 (表面電離を併用) の場合とで電流-電圧特性に著しい変化の起こることが実験的に知られており、前者を非点火モード、後者を点火モードと呼んでいる。

3.4.1 非点火モード

非点火モードにおけるCsイオンの生成は普通、エミッタ表面での表面電離による。この点では低圧セシウム発電器と同じであるが、高圧の場合はエミッタからの電子放出量が多く、電極間のプラズマ密度が高くなるので、電位分布は第3.3.3図の曲線6のようにエミッタシース領域、プラズマ領域、コレクタシース領域の3領域に特徴づけられる。さらにエミッタから放出された電子・イオンがプラズマ領域に入るとセシウム原子と衝突を繰り返し、速度がランダム化される。そしてプラズマ中での電界は弱く、電子のドリフト速度に比べランダム速度の方が大きくなる。

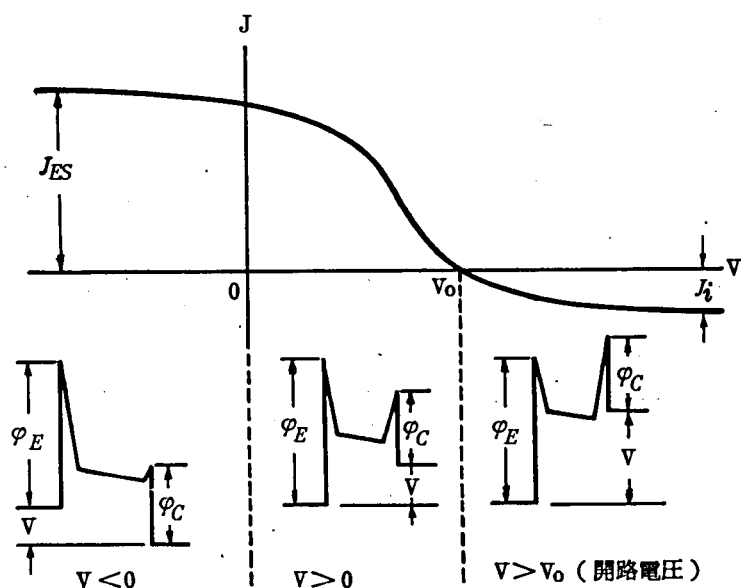
a) 動作モードと $J-V$ 特性

このような特徴をもつ高圧発電器の電流—電圧特性に関しCarabateasらが最初に理論解析を行なった。²⁴⁾ Carabateasらは高圧型動作をシース型動作と名付け、低圧型動作の電流—電圧曲線の形状が $V = \varphi_E - \varphi_C$ の点を折れ点として飽和電流域とボルツマン域に明確に区別できるのに対して、シース型動作は折れ点のない平滑な曲線になるのが大きな特徴であるとしている。そして第3.4.1図に示すようにシースが常にイオンシースであるときの電流—電圧特性を表わす式として次の式を与えた。

$$\ell_{n\psi} = \ell_n \frac{J_{ES} - J}{J_i + J} = \frac{eV}{kT_e} - \frac{e(\varphi_E - \varphi_C)}{kT_e} \quad (3.4.1)$$

ここに J_i はプラズマ中のランダムイオン電流密度で、上式の導出に際し、電子温度、電子密度はプラズマ内で一様と仮定し、エミッタ側の J_i およびプラズマ中の電圧降下は無視された。

(3.4.1)式で T_e が V の変化に対して独立とすれば、 $\ell_{n\psi}$ 対 V は直線関係となり、その勾配より T_e がわかり、つぎに $(\varphi_E - \varphi_C)$, φ_E , T_e が求まるとしている。Carabateasらは $J-V$ 特性の実測値に(3.4.1)式を応用し、理論と実験がよく一致することを示した。ただし、その中で $T_e = 2300^\circ\text{K}$ に対して $T_e = 9000^\circ\text{K}$ (いずれも実験データからの計算値)という非常に高い T_e になった例があるが、これは J_{ES} を過大に見積りすぎたためと考えられる。

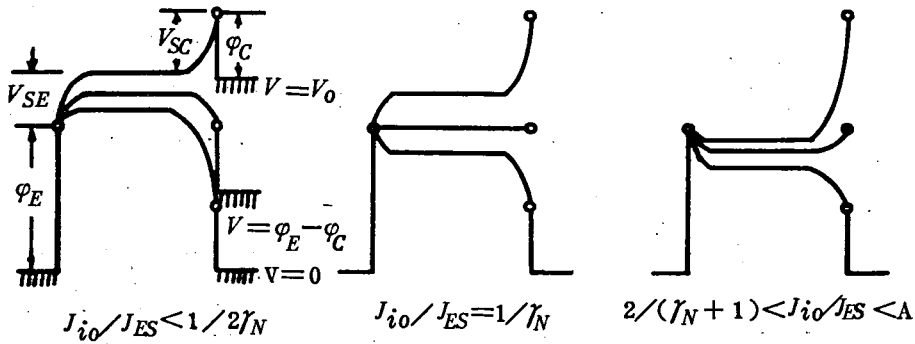


第 3.4.1 図 イオンシース型動作のポテンシャルエネルギー図と $J-V$ 特性

なお、著者らも著者らの得た実験値と (3.4.1) 式の比較検討を行なったが、その結果 $d > 10\lambda_e$, $J_{ES} < 120 J_{i0}$ の範囲で両者のよい一致が得られた²⁵⁾

さらに、Carabateas はエミッタ側が常にエレクトロンシースになる場合の $J-V$ 特性式を導き出し、 J の制限値 (空間電荷制限電流), $\phi_E - \phi_C$, エミッタシース電圧等を計算した²⁶⁾。一方、著者らはシース型動作の基本的動作モードとして、 V_{SE} , V_{SC} をそれぞれエミッタ側、コレクタ側のシース電圧とすると (1) V_{SE}, V_{SC} 共にエレクトロンシース (2) V_{SE} : エレクトロンシース, V_{SC} : イオンシース, (3) V_{SE}, V_{SC} 共にイオンシース, (4) V_{SE} : イオンシース, V_{SC} : エレクトロンシースの 4 種について Carabateas より厳密な解析を行なった²⁷⁾。その結果、シース型動作の種類とエミッタからのイオン・電子の放出電流比 J_{i0}/J_{ES} および出力電圧との関係について大別して第 3.4.2 図に示すような関係が得られた。

同図に示した動作モードの分類は、電極間のプラズマ密度を一樣と仮定し、プラズマ中の電位降下を無視した非常に単純なモデルに基づいた結果であるが、シース型動作の定性的な理解には有効であると思う。



ただし、 $\gamma_N = (m_i/m_e)^{1/2} (T_e/T_i)^{1/2}$ 、 $A = \frac{2}{\gamma_N} \exp \left\{ \frac{e(\phi_E - \phi_C)}{kT_e} \right\}$

第 3.4.2 図 シース型動作モードの分類

b) 見かけの飽和電流

非点火モードの出力電流は電圧の減少に従ってある制限値に漸近する。この制限値は後に、見かけの飽和電流と呼ばれるようになった。上述のシース効果とプラズマ中の輸送効果（密度分布、電位分布 5.3.2 項参照）の両方を考慮した場合、見かけの飽和電流 J_ℓ は次の式で表わされる。³⁾

V_{SE} : エレクトロンシースのとき

$$\frac{J_\ell}{J_{ES}} = 2 \sqrt{\frac{\alpha_N}{(3d/4\lambda_e + 1)(3d/4\lambda_e + 2)}} \quad (3.4.2)$$

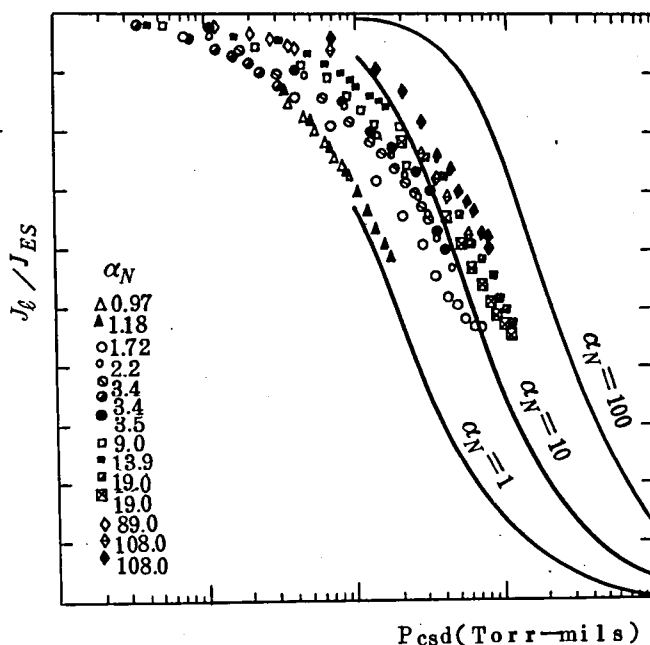
V_{SE} : イオンシースのとき

$$\frac{J_\ell}{J_{ES}} = \frac{2 \{ \sqrt{\alpha_N^2 + \alpha_N(3d/4\lambda_e)(3d/4\lambda_e + 1)} - \alpha_N \}}{(3d/4\lambda_e)(3d/4\lambda_e + 1)} \quad (3.4.3)$$

従って、見かけの飽和電流は α_N すなわち $(J_{i0}/J_{ES})(m_i/m_e)^{1/2}$ （イオン・電子の放出比）のほかに d/λ_e （電子の平均衝突回数）に依存し、定性的には $\alpha_N^{1/2}$ に比例し d/λ_e に逆比例する。このことは高圧発電器と低圧発電器との特性上の大きな相違点で、高圧の場合は衝突による電子・イオンの散乱の影響を表わしており、高圧発電器の設計上考慮すべき非常に重要な事項である。一例として、 $\alpha_N = 1$ 、 $d/\lambda_e = 10$ のときは (3.4.3) 式より $J_\ell \div 0.22 J_{ES}$ となり、出力電流は飽和熱電子電

流より大幅に減少する。

第 3.4.3 図は ³⁾ *Hatsopoulos* が調べた実験結果で、レニウムエミッタを用いた発電器でいろいろな α_N に対し P_{csd} (d/λ_e に比例する) による見かけの飽和電流の測定値を示す。図中の実線は (3.4.3) 式による理論値で、実験と理論との一致はきわめて良いことがわかる。

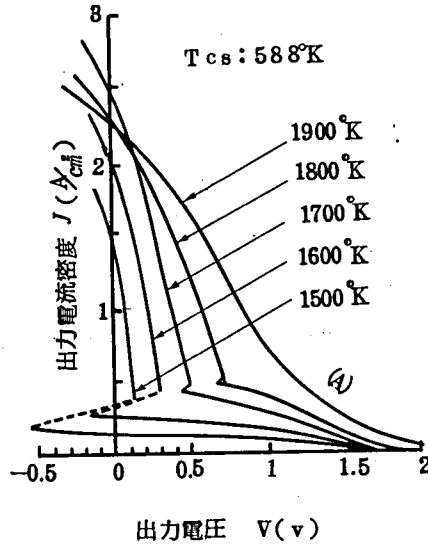


第 3.4.3 図 エミッタシースがイオン濃度の高い非点火モードの場合の P_{csd} による見かけの飽和電流の変化

3.4.2 点火モード

高圧発電器の $J-V$ 特性は第 3.4.4 図 ²⁸⁾ に示すように、出力電圧の低いところで特性曲線に跳躍を生じたり、急激に電流が増加したりすることが実験的に知られており ²⁹⁾ このような動作を点火モードと呼んでいる。図からもわかるように、点火モードの開始点はエミッタ温度の低いときには発電域を外れてから起こり、エミッタ温度が高くなるに従って発電域にも現われるようになる。また、エミッタ温度が十分高いときは、曲線 ϕ のように特性曲線に急激な変化が現われなくなるが、しかし発電器の内部では点火(空間電離)が起こっている。したがって、特性曲線の形状だけで点火の

有無を判断することは適当でなく、本節の最初に述べたように空間電離の開始をもって点火の始まりと定義している。



第 3.4.4 図 点火モードの $J-V$ 特性

非点火モードから点火モードへの移行は、上述のようにエミッタ温度によって大きく異なるが、それは次のように理解されている。

エミッタ温度が低いために $\alpha_N \ll 1$ のときは、エミッタシース V_{SE} 、コレクタシース V_{SC} 共に電子過剰となり、短絡状態に近づく V_{SC} が大きくなり、同時にシースの厚みも増大するので、この V_{SC} で加速されたエネルギーの高い電子がシース内のセシウム原子を電離する（これは点火の始まりと同時に黄色の陽極グローが観察されることから理解できる）。この衝突電離によって生じたイオンはエミッタ側に流れて電子空間電荷を中和し、点火後のエミッタシースは一般に電子-イオンのダブルシースの状態へ変化する。それ以後はエミッタ近傍のダブルシース中で加速された電子による空間電離が行なわれ、つぎにダブルシースがイオンシースに移行する。このように点火に伴って V_{SE}, V_{SC} のシース状態が急変し、それが $J-V$ 特性の跳躍、勾配の急増となって現われる。

一方、エミッタ温度が十分高く $\alpha_N \gg 1$ のときは、 $J-V$ 特性の全域において、エミッタシースは常にイオンシースとなり、このイオンシース部で電子加速が行なわれ、

点火の前後でシースの極性が変らず V_{SE} が徐々に大きくなるので、特性曲線も急には変化しないものと考えられる。

なお、上記 2 種類の点火過程において、空間電離が始まるときの V_{SC} ³⁰⁾あるいは V_{SE} ³¹⁾ がセシウムの電離電圧 3.89V よりかなり低い値 (~ 2 乃至 3 V まで) であること、およびセシウムの第一励起状態への励起断面積が大きいことなどより、6 P 状態を經由する累積電離が有力であると考えられる。

つぎに、点火モードの $J-V$ 特性についても一つの特徴は、電流の非飽和現象とエミッタからの飽和熱電子放出以上の出力電流 ($J > J_{ES}$) が流れることである。この原因は、エミッタ近傍における空間電離が盛んになり、生じたイオンによるプラズマからエミッタ方向へ流れるイオン電流の増加、 V_{SE} の増大による電子電流の減少およびエミッタ表面上のイオンシース電界増大による *Schottky* 効果であると考えられている。

なお、高圧発電器における最大出力と電極間隔の関係で、最適間隔の存在することが実験的に知られている。³²⁾ 特にエミッタ温度が低い場合は、間隔が小さ過ぎても出力は減少する。これは、イオン生成が表面電離だけでは不十分なことと、間隔が小さ過ぎて空間電離 (いわゆる低電圧アーク) 自体も十分に起こらなくなるためと考えられている。

3.5 結 言

以上、本章では各種の空間電荷中和法を説明し、現在主に研究対象となっているセシウム封入発電器の諸特性について、文献を参照しながら述べたが、その要点をまとめると次のようになる。

(1) 熱電子発電器にセシウムが使用されるのは (1) セシウムは電離電圧が低く、質量が大きいので電子空間電荷の中和能が各種のイオン中もっとも大きい。(2) セシウム蒸気が電極表面に吸着して電極の仕事関数を大幅に低下させ、エミッタに対しては熱電子放出の増大、コレクタに対しては仕事関数の減少による出力電圧の増加をもたらす等のすぐれた機能をもつためである。

(2) 低圧 ($d < \lambda_e$) のセシウム発電器では表面電離によってイオンが作られ、実用的な出力電流 ($5 \frac{A}{cm^2}$ 以上) を得ることはかなり困難である。その理由は、熱電子放出

増大のためにはエミッタ仕事関数の低下が要求され、一方イオン放出増大のためにはセシウムの電離電圧に近い比較的高い仕事関数が要求され、空間電荷の中和条件を満足して出力電流を増大させるには高温（電極温度）、高圧（セシウム圧力）にならざるをえない。

(3) 高圧（ $d \gg \lambda_e$ ）セシウム発電器の出力特性の理解には、電極近傍に生じるシーシスの効果とプラズマ中での荷電粒子の衝突に因る輸送効果の両方を考慮せねばならない。イオン源が表面電離（非点火モード）の場合と、空間電離（点火モード）の場合で出力特性に相違が生じ、一般に、非点火モードでは電流が少なく、点火モードでは電圧が低い。

(4) 非点火モードの出力電流は電圧の減少に従ってある制限値（見かけの飽和電流）に漸近する。この見かけの飽和電流はエミッタからのイオン・電子の放出比 J_{i0}/J_{ES} のほかに、電子の平均衝突回数 d/λ_e に依存し、定性的には $(J_{i0}/J_{ES})^{1/2}$ に比例し d/λ_e に逆比例するので発電器の設計にはこのことを十分考慮する必要がある。

(5) 点火モードの特徴は大きな出力電流が得られることであり、この特徴を発揮するには発電器をかなりの高温、高圧にせねばならず、出力電圧の低下と発電器の寿命などに問題点がある。

第4章 双陰極構造による空間電荷中和と出力改善

4.1 双陰極型の利点

4.1.1 2極型の問題点

いままで述べてきたセシウム発電器は、電極としてエミッタとコレクタの2電極より成る、いわゆる2極型の構造で、エミッタは熱電子の放出源であると同時にイオンの放出源でもあった。このように一つの電極面より熱電子とイオンの両方の放出ができるのはセシウム発電器の大きな特徴であるが、詳細に検討するといろいろの制約があり、特徴を十分に発揮するにはタングステンエミッタの場合 $T_E > 1720^\circ\text{K}$, $T_{cs} > 560^\circ\text{K}$ ($P_{cs} > 1\text{Torr}$) となり、高エミッタ温度、高セシウム蒸気圧を必要とする。

3.2.2項で述べたように、エミッタからの熱電子放出量 J_{ES} はセシウム蒸気圧が一定の場合 S ー曲線の特性を示し、エミッタ温度の低下に対して J_{ES} は逆に著しく増大する。これはエミッタ温度の低下に伴ってセシウムの付着率が増し、その結果エミッタの仕事関数が小さくなり、温度の減少効果（エミッションの減少）よりも、仕事関数の低下（エミッションの増加）の方が優勢となるためである。従って、出力密度を増すためにより多量の熱電子を放出させ、しかも熱放射損失を少なくできる点からエミッタ温度は S ー曲線の山に対応する低い温度の方が有利となる。他方、セシウムイオンの発生の点からは、表面電離の電離確率（第 3. 2. 2 図参照）を高めるためエミッタ仕事関数はセシウムの電離電圧 3.89V より大きいことが望ましく、従ってエミッタ温度は大体 S ー曲線の谷に相当する高い温度を必要とする。

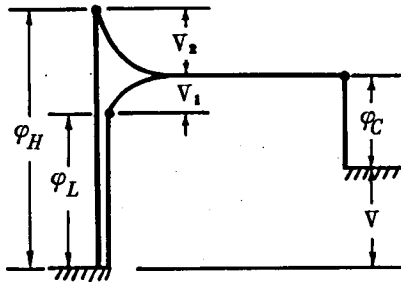
このように熱電子放出とイオン発生の両方に適するエミッタ温度は互いに相反する傾向になり、単一のエミッタで両者の機能を満足するには動作温度は S ー曲線の谷より左側へ移行し、非常に高いエミッタ温度、従って高い蒸気圧を必要とする。

4.1.2 パッチ状エミッタの非能率性

エミッタ表面でのセシウムの吸着は相隣れる4ケの基質原子に対して1ケの吸着原子が付着する状態で行なわれ、付着率は T_E と T_{cs} に依存し、発電器としての使用範囲内では付着率は普通1より小さい。

したがって、エミッタ表面は微視的には Cs 原子が吸着したところ (φ_E が小さい) と吸着しないところ (φ_E が大きい) が生じ、複合仕事関数の表面となる。これを「パ

「パッチ状エミッタ」と呼んでいる。それ故、単一のエミッタでも φ_E の低いところは熱電子放出に適し、 φ_E の高いところはイオン放出に適してエミッタとして非常に好都合であると考えられるが、*K.G.Hernqvist*が最初に指摘したように下記の理由で単一のエミッタでは発生したイオンの利用度が悪い。³³⁾



第 4.1.1 図 パッチ状エミッタを考慮した発電器のポテンシャルエネルギー図

パッチ状エミッタを考慮した発電器のポテンシャルエネルギー図を第 4.1.1 図に示す。

φ_L 面と φ_H 面の *Fermi* レベルが共通で、 φ_L 面からは多量の熱電子を、 φ_H 面からはイオンを放出するので図のようにエミッタ近傍にエレクトロンシース、イオンシースが夫々できる。このときの φ_H 面のイオンシースの高さ V_2 は、 S_L, S_H を φ_L, φ_H 面の表面積とすると

$$V_2 = \frac{\varphi_H - \varphi_L}{2} + \frac{kT_E}{e} \cdot \ln \left(\frac{S_H}{S_L} \alpha_N \right)^{1/2} \quad (4.1.1)$$

となり、折角 φ_H 面で発生したイオンも V_2 で抑制されて空間電荷の中和に十分利用できなくなる。このときのイオンの利用度は $\exp(-eV_2/kT_E)$ となり、普通この値は百分の一から数百分の一程度になる。パッチ状エミッタのこのような非効率性を解消するため *Hernqvist* は φ_L 面と φ_H 面を切り離した状態、すなわち熱電子エミッタとイオンエミッタを別個に設け、両者の間に $V_b = \varphi_H - \varphi_L$ なるバイアス電圧を印加して中和の改善をはかることを提案した。

著者らも、前述の 2 極型の問題点（高温・高圧化の傾向）を痛感していたので、*Hernqvist* の着想に基づく熱電子エミッタ-イオンエミッタ-コレクタから成る構造の発電管（これを著者らは双陰極型と呼んでいる）を試作し、実験の結果その特性にいくつかの興味ある現象を見いだしたので、³⁴⁾ 以下、本章では著者らの実験結果を中心に述べる。

4.1.3 双陰極型の利点と動作条件

双陰極型の利点は、エミッタを 2 個設けて一方は熱電子放出、他方はイオン放出に夫々専用することによりイオンの利用度が高まり、単一のエミッタのときのような

高温・高圧化の悪循環を断ち切ることができ動作温度の低減が可能となることである。

このような考え方にに基づき、熱電子エミッタ($E.E$)とイオンエミッタ($I.E$)の動作温度 T_{EE} , T_{IE} および Cs 蒸気圧を決めるには、次のことを十分に考慮する必要がある。

(1) T_{EE} は S -曲線の山の頂上から左側へ少し下がったところの温度とする。山の頂上に対応する温度では仕事関数が $2V$ 以下となり、コレクタ材料にもよるが出力電圧が $1V$ 以下となるため電流のリード部分の電圧降下なども考慮して T_{EE} を決めねばならない。

(2) T_{IE} は S -曲線の谷に近い温度とする。しかし、 $I.E$ への入力が発電器の補機損失と考えられるので、これが大きくなる方が良い。

(3) 各エミッタからの熱電子、イオン放出量の間におよそつぎの関係が必要である。

$$\left. \begin{aligned} I'_{io}/I_{Es} &\geq 1/\gamma_N \longrightarrow 1/100 \sim 1/50 \text{ 程度 } (\alpha_N = 5 \sim 10 \text{ に相当}) \\ I_{Es}/I_{io} &\gg \gamma_N \longrightarrow 5000 \text{ 以上} \\ I'_{Es}/I'_{io} &\ll \gamma_N \longrightarrow 10 \text{ 以下} \end{aligned} \right\} (4.1.2)$$

ここに

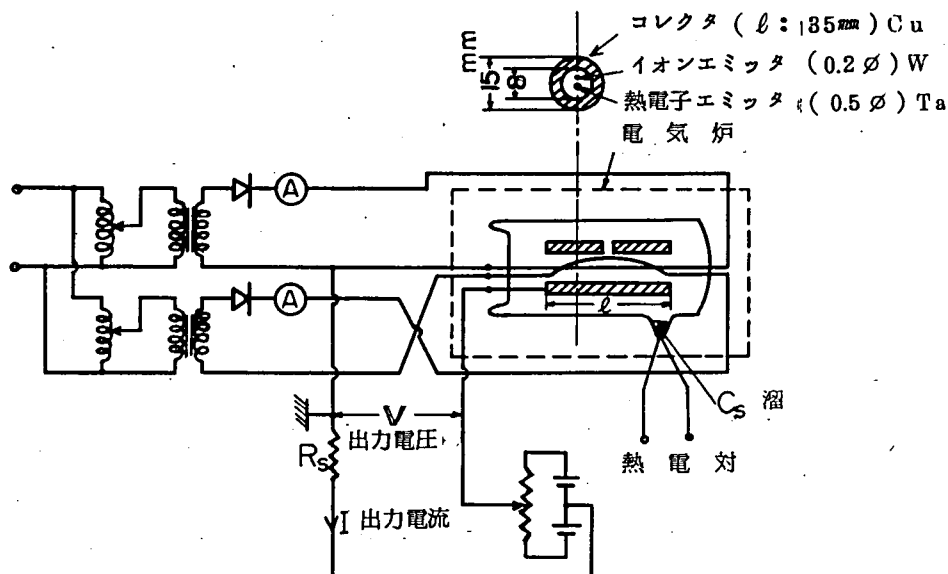
I_{Es}, I_{io} : $E.E$ からの熱電子、イオン放出電流, I'_{Es}, I'_{io} : $I.E$ からの熱電子、イオン放出電流, $\gamma_N = (m_i/m_e)^{1/2} (T_e/T_i)^{1/2}$: 空間電荷を中和するための電子電流とイオン電流の比で Cs イオンでは、 $T_e \doteq T_i$ のとき $\gamma_N = 492$ となる。

4.2 双陰極構造による出力改善

4.2.1 実験用発電管の構造と測定回路

実験に用いた発電管の構造および測定回路を第 4.2.1, 4.2.2 図に示す。第 4.2.1 図は出力電流-電圧特性の測定用で、 $E.E$ は直径 0.5 mm の Ta 線、 $I.E$ は直径 0.2 mm の W 線、コレクタは内径 8 mm 、外径 15 mm 、長さ 35 mm の Cu 円筒よりなり、図のように $I.E$ は空間電荷の中和をよくするために $E.E$ を一回取巻いた配置にした。

出力測定はエミッタ加熱電流の休止半サイクル中に行なう必要上、シンクロスコープの輝度変調を利用して、ブラウン管上に直接 $I-V$ 曲線を描かせる方法で行なった。なお、この測定中 $I.E$ は他の電極と電氣的に絶縁された浮遊状態で放置した。

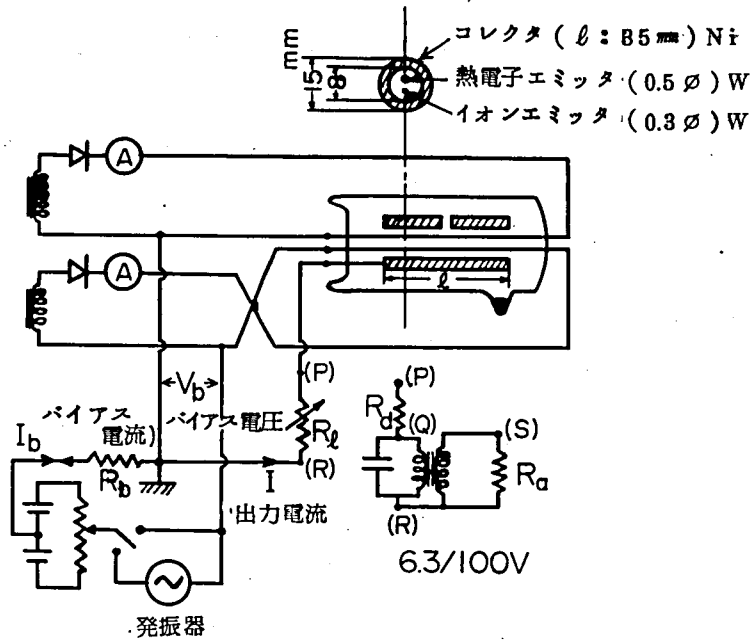


第 4.2.1 図 双陰極型発電管の構造と測定回路 (I - V 特性用)

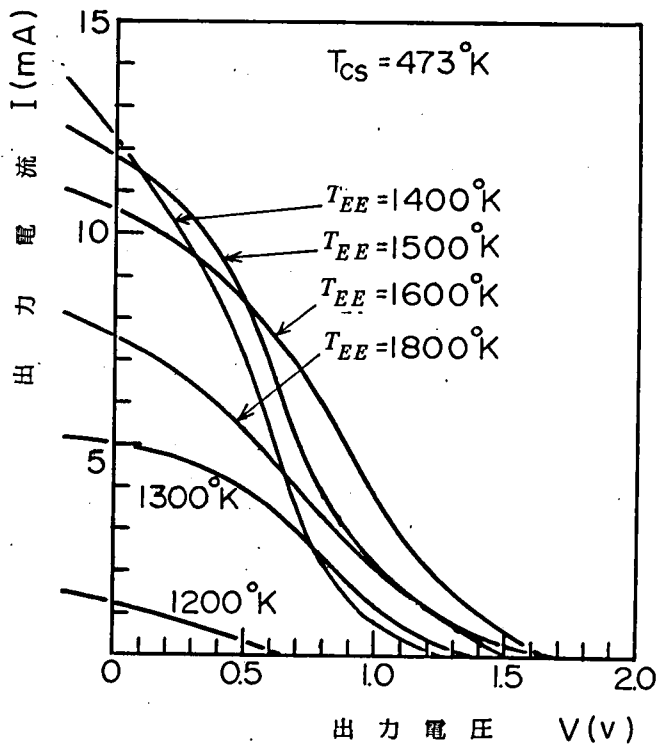
第 4.2.2 図は E 、 $E-I$ 、 E 間に印加したバイアス電圧による出力電流の変化をみるためのもので、バイアス電源の必要性を調べることを目的とした。さらに、バイアス回路に発振器を接続し、適当な直流バイアスに交番電圧を重ねて出力電流を変調させ交流化出力を得る実験も行なった。

4.2.2 出力電流の改善

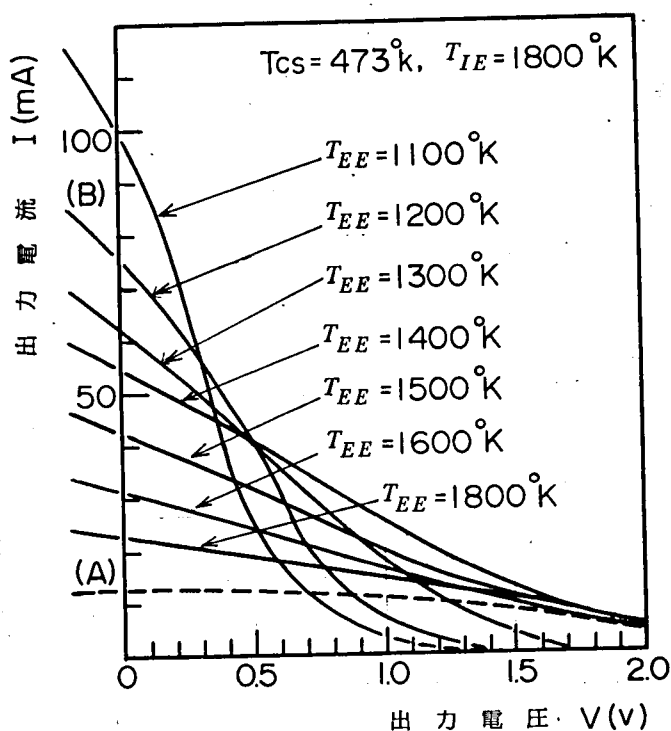
第 4.2.1 図の実験装置で発電管の Cs 溜の温度 T_{cs} を一定に保ち、 E 、 E の温度 T_{EE} をパラメータにした I - V 特性の一例を第 4.2.3、4.2.4 図に示す。第 4.2.3 図は E 、 E のみ加熱し I 、 E は加熱しない場合で、普通の 2 極型に相応する。第 4.2.4 図はさらに I 、 E をも加熱し、その温度を $1800^\circ K$ 一定にした場合で双陰極型の出力特性を示す。図中、点線の曲線 (A) は I 、 E のみ加熱 ($T_{IE}=1800^\circ K$) したときの I 、 E - コレクタ間の I - V 特性で、曲線 (B) ($T_{EE}=1200^\circ K$, $T_{IE}=1800^\circ K$) に比べて電圧が $0.9 V$ 以上では (A) の方が (B) より電流が多い。しかし、双陰極動作の場合には I 、 E は他の電極と電氣的に絶縁されており、 I 、 E からの正味電流はゼロであるので、 I 、 E の熱電子電流 I'_{ES} の I - V 特性に対する直接の影響はない。



第4.2.2図 双陰極型発電管の構造と測定回路（バイアス効果と出力変調用）



第4.2.3図 2極型動作（ E 、 E のみを加熱）の $I-V$ 特性



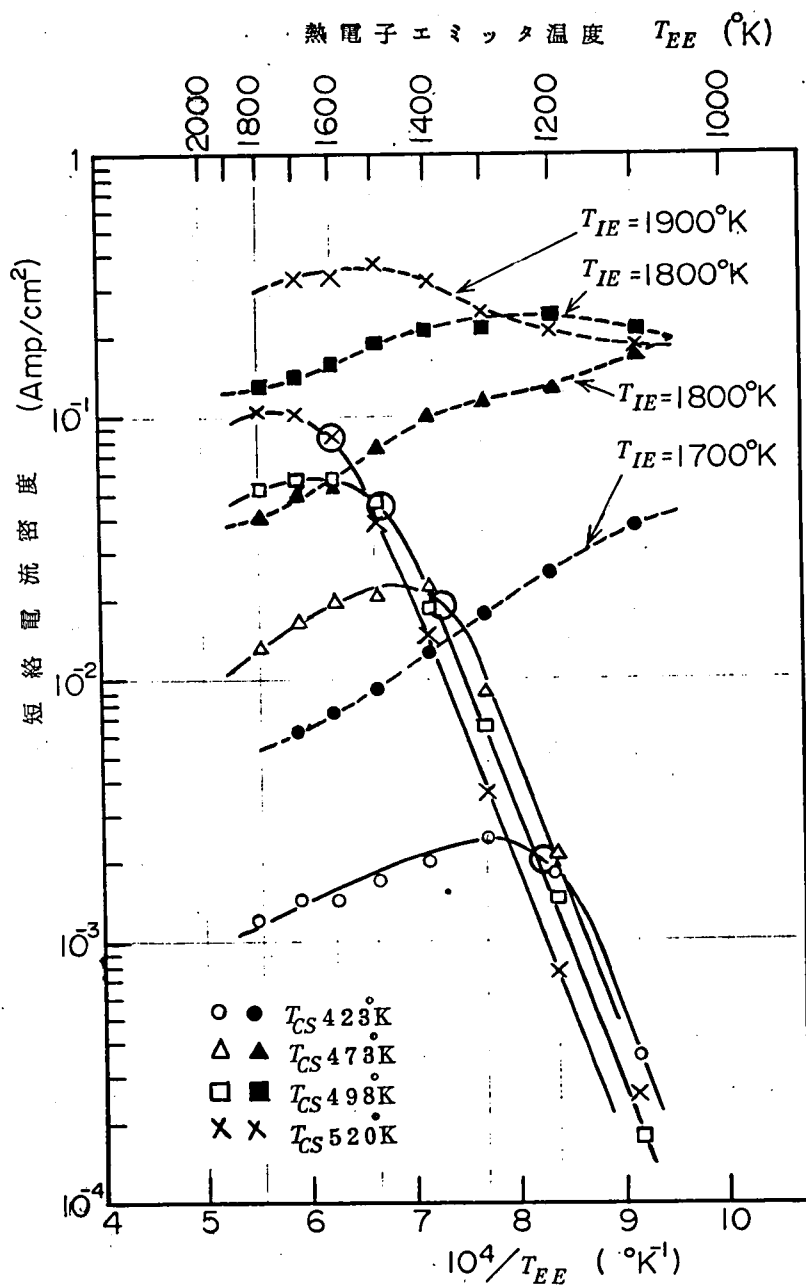
第4.2.4図 双陰極型動作 (E, E, I, E 共に加熱) の $I-V$ 特性

2極型と双陰極型の出力電流の相違を端的にみるため短絡電流の比較を第4.2.5図に示す。図中、実線は2極型、点線は双陰極型動作の場合である。なお、本実験では $T_{cs}=423^{\circ}\text{K}$ のときは低圧、 450°K 以上では高圧動作に属する。第4.2.5図は縦軸に短絡電流をとっているので、 S -曲線と直接比較するのは適當でないが、この実験はイオンエミッタによる空間電荷の中和（その結果、出力電流の増大となる）を目的としたもので、第4.2.3～4.2.5図および測定結果より大体つぎのようなことがわかった。

(1) T_{EE} が比較的低温（低温の範囲は T_{cs} により変わる相対的なものであるが、第4.2.5図の○印以下の温度）のときは、熱電子放出量そのものは多いにも拘わらず2極型では空間電荷効果のために出力電流は著しく減少するが、双陰極型では I, E によりかなり中和ができて電流は飛躍的に改善される。

(2) 改善の程度は、発電管の動作温度 (T_{cs}, T_{EE}, T_{IE}) により広範囲に変化するが

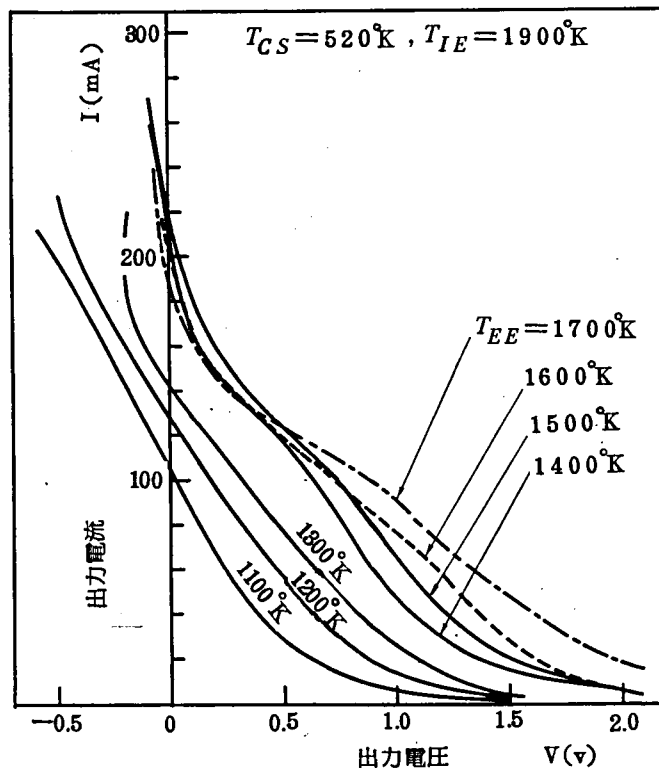
一応適当と考えられる動作状態（最大出力時の発生電圧が 0.5 V 以上であること）では，出力電流で約 $6\sim 60$ 倍，最大出力で約 $8\sim 100$ 倍，効率では約 $5\sim 50$ 倍に増加している。これらの数値は大体の目安を示すにすぎないとはいえ，双陰極方式によって約 10 倍程度の出力改善は容易に得られる。



第 4.2.5 図 2 極型と双陰極型の短絡電流の比較 (実線：2 極型, 点線：双陰極型)

なお、第 4.2.5 図において、 $T_{CS}=520^{\circ}K$ で $T_{EE}=1400^{\circ}K$ 以上の場合の電流増加は、第 4.2.6 図に示すように電圧のゼロ近くで動作が点火モードに移行するためである。この場合の点火は $E.E-I.E$ 間の浮遊電圧の測定値および α_N の値などより、 $E.E$ 近傍のイオンシースで加速された電子による点火開始と考えられる。そうして、 T_{EE} の上昇によって点火モードの開始電圧が早まる理由は、 T_{EE} の上昇 ($1100 \rightarrow 1700^{\circ}K$) により $E.E$ からの熱電子電流 I_{Es} の減少 ($17A \rightarrow 11 \times 10^{-1}A$) に対して、 $I.E$ からのイオン電流 I'_{io} は一定 ($96mA$) であるため α_N が大幅に増加 ($27 \rightarrow 430$) し、従って $E.E$ 近傍のイオンシースの高さが増すためと考えられる。

このように、 $I.E$ の利用により点火モードの開始電圧が早まる現象 ($I.E$ を加熱しない場合に比べて約 $2V$ 程度、開始電圧が早まる) は非常に興味深いことであり、その積極的な発展が期待されるが、それにはさらに、この現象についての詳細な実験が必要と思われる。



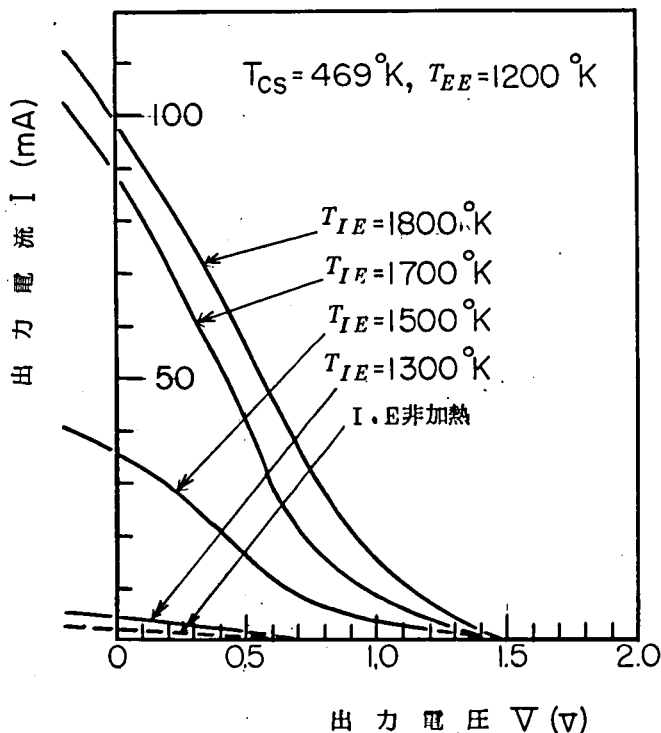
第 4.2.6 図 双陰極型動作の $I-V$ 特性

($T_{CS}=520^{\circ}K, T_{IE}=1900^{\circ}K$ 一定、短絡近くで点火モードに移行する)

4. 2. 3 イオンエミッタの温度効果

第 4. 2. 7 図は $I.E$ の温度 T_{IE} をパラメータにした $I-V$ 特性である。図より T_{IE} の上昇と共に出力電流が大幅に増加しているが、これは $I.E$ の高温化にしたがって、 $I.E$ からのイオン放出電流 I'_{io} が増加して空間電荷の中和が進み、プラズマ密度が増加するためである。しかしながら $I.E$ を高温にすると加熱入力が増大、 $E.E$ と $I.E$ 間に高い温度差をもたすための技術的な困難さなどにより、 T_{IE} の高温化は好ましくない。

第 4. 2. 7 図の動作状態 ($T_{cs}=469^{\circ}\text{K}$, $T_{EE}=1200^{\circ}\text{K}$ の T_a エミッタ) で $E.E$ からの飽和熱電子電流を十分に中和するのに必要な $I.E$ (W) の温度を計算すると (4.1.2) 式中の $\alpha_N=5\sim 10$ に相当する温度は $T_{IE}=1590\sim 1620^{\circ}\text{K}$ となる。なお、 $T_{IE}=1700\sim 1800^{\circ}\text{K}$ は $\alpha_N=50\sim 290$ に相当する。計算と実験のこの不一致は主として用いた発電管の $Pcsd$ による輸送効果の影響と考えられる。したがって、電極間隔の短縮により上記の場合、 1600°K 位の T_{IE} で十分出力電流改善の効果があげられるものと期待される。



第 4. 2. 7 図 電流改善によぼすイオンエミッタの温度効果

なお、 $T_{cs}=520^{\circ}\text{K}$ 、 $T_{EE}=1500^{\circ}\text{K}$ のときは $\alpha_N=5\sim 10$ に相当する温度 $T_{IE}\div 1700^{\circ}\text{K}$ で、4.2.2 項で述べた点火モードが起こり、 $I_{Es}=230\text{mA}$ に近い短絡電流($=200\text{mA}$) が得られた。

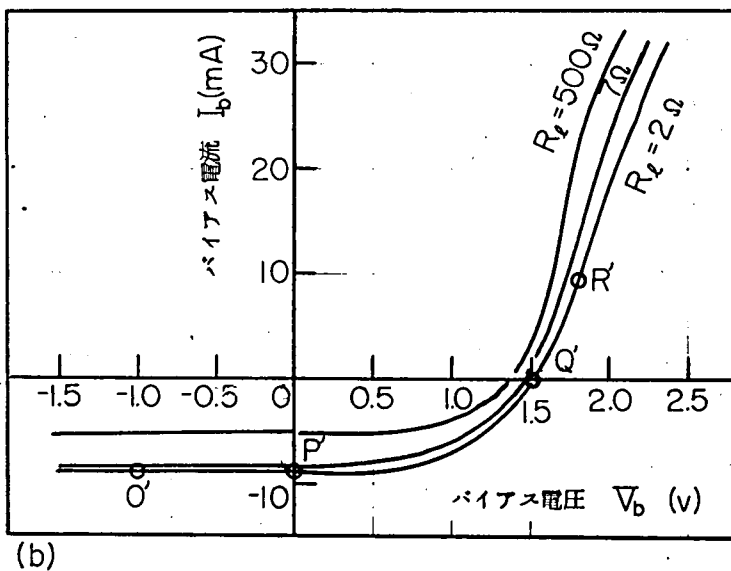
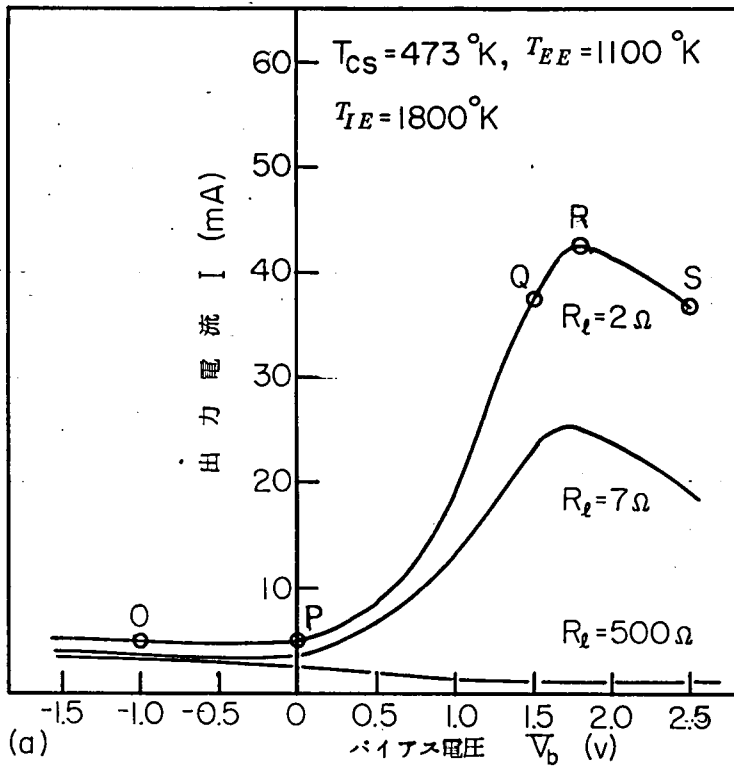
4.3 双陰極型におけるバイアス電圧の影響

第 4.2.2 図の測定回路で $E, E-I, E$ 間に印加したバイアス電圧 V_b (E, E を基準にした I, E の電圧) と出力電流 I 、バイアス電流 I_b の関係の測定結果の一例を第 4.

3.1 図(a), (b) に示す。同図(a) より、 I は一般に V_b が負の範囲ではほとんど流れないが、 V_b が正になると急激に増加し最大を経て漸次減少していることがわかる。しかし、高抵抗負荷のときは I の変化はごく僅かで、正バイアスでむしろ減少の傾向にある。このような $I-V_b$ の関係は第 4.3.2, 4.3.3 図のポテンシャルエネルギー図で説明できる。

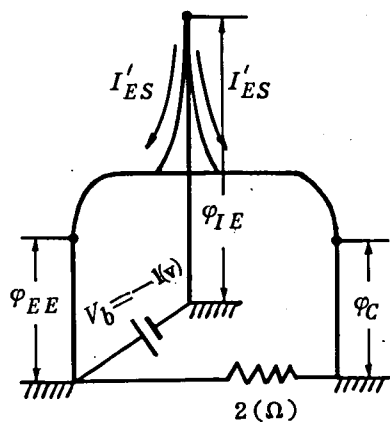
第 4.3.2 図の(a), (b), (c), (d) は第 4.3.1 図(a) の特性上の点 O, Q, R, S にそれぞれ対応し、点 O では発生した Cs イオンは減速電界のために中和に役立たず、空間電荷は少しも改善されない。そして、このときの I のほとんどは I, E からコレクタに流れる I'_{Es} によるもので、また第 4.3.1 図(b) の点 O' の I_b は I'_{Es} ($I, E \rightarrow E, E$ と $I, E \rightarrow$ コレクタの和) がそのほとんどを占めている。これは I'_{Es} の計算値が約 79mA になることから妥当と考えられる。つぎに、 V_b が正になるにしたがいイオンに対する減速電界は減少するので Cs イオンによる中和が有効となり I は増加する。さらに V_b を増せば (R 点 $\rightarrow S$ 点) 第 4.3.2 図(d) のように I, E の表面電位がプラズマ電位に近づき、やがてそれより高くなるので、 I, E からのイオン放出電流 I'_{io} およびプラズマからの電子電流 I_e が I, E に流れて I_b は急激に増加し、その結果 I は減少する。したがって、このときは I'_{io} と I_e の一部が I_b の主成分になる。

高抵抗負荷のときの $I-V_b$ の関係は第 4.3.3 図からもわかるように、 I, E の電位に関係なく電極間の電位分布がコレクタ面上で最低となり、空間電荷中和以前の状態のため I はほとんど変化せず、正バイアスにおける減少傾向はプラズマから I, E へ流れる電子電流の増加によるプラズマ密度の減少、 I, E からコレクタに流れる I'_{Es} の減少などのためと考えられる。

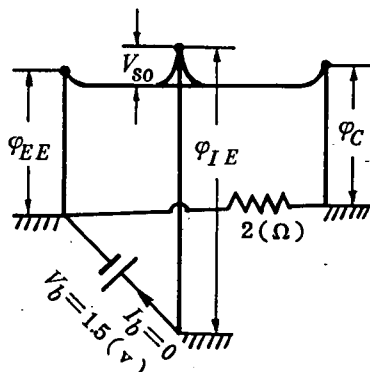


第4.3.1図 バイアス電圧の影響

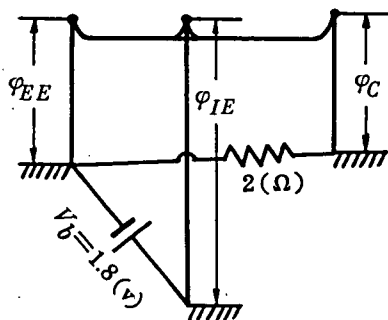
(a) I と V_b の関係, (b) I_b と V_b の関係



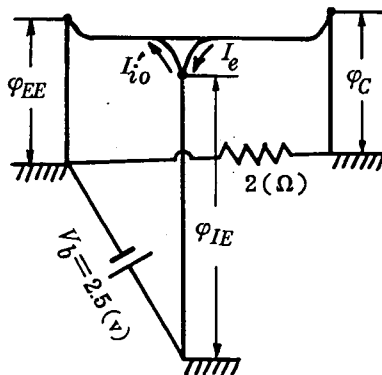
(a) 負バイアス $V_b = -1$ (v)



(b) バイアス回路開放 $I_b = 0$

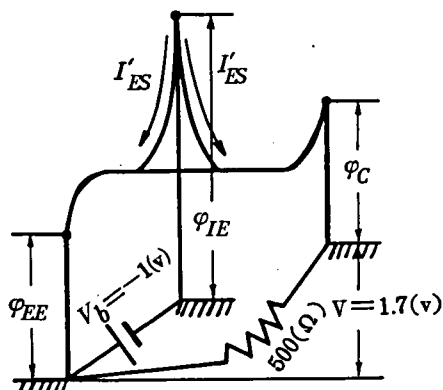


(c) $V_b = \phi_{IE} - \phi_{EE}$

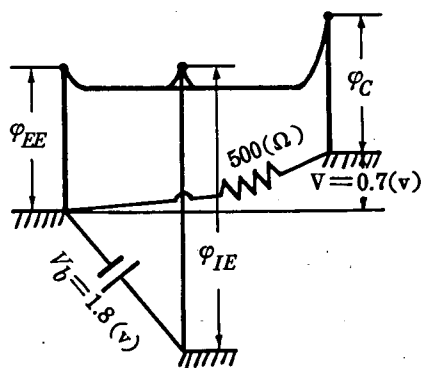


(d) 大きな正バイアス $V_b = 2.5$ (v)

第 4.3.2 図 バイアス電圧の変化によるポテンシャルエネルギー図



(a) 負バイアス
 $V_b = -1$ (v)



(b) $V_b = \phi_{IE} - \phi_{EE}$

第 4.3.3 図 高抵抗負荷のときのポテンシャルエネルギー図

バイアス電源の必要性については、*Hernqvist* は $I.E$ と $E.E$ の仕事関数の差に等しいバイアス電圧 $V_b = \varphi_{IE} - \varphi_{EE}$ の印加が必要と主張した。このことは実用上、発電機構を一層複雑にする恐れがある。そこで、バイアス回路を開放 ($I_b = 0$) したとき (点 Q, Q') と上記のバイアス印加時 (点 R, R') の出力電流を比べると、第 4.3.1 図からあまり差のないことがわかる。 $I_b = 0$ のときのイオンエミッタシースの高さ V_{so} は第 4.3.2 図 (b) より近似的に

$$V_{so} \doteq \frac{k T_{IE}}{e} \cdot \ln \left(\frac{I'_{io} + J_e S_{IE}}{I'_{Es}} \right) \quad (4.3.1)$$

で表わされる。ここで、 J_e : プラズマ中のランダム電子電流密度、 S_{IE} : $I.E$ の表面積である。第 4.3.1 図の動作状態 ($T_{cs} = 473^\circ K$, $T_{EE} = 1100^\circ K$, $T_{IE} = 1800^\circ K$) のときは、 $\varphi_{EE} \doteq 1.83V$, $\varphi_{IE} \doteq 3.65V$ したがって計算値で $I'_{Es} = 7.9mA$, $I'_{io} = 89mA$ となり、 $I'_{Es} < (I'_{io} + J_e S_{IE})$ で少なくとも $V_{so} = 0.38V$ のイオンシースが生じることになる。このことは第 4.3.1 図において Q' 点で $V_b = 1.5V$, R' 点で $V_b = 1.8V$ の結果とよく一致し、したがって、第 4.3.2 図の (b), (c) に示すようなエネルギー図が予想できることになる。 Q, Q' 点では $I_b = 0$ であるのに対して、 R, R' 点では I_b が流れてバイアス回路で電力を消費する。

一方、4.2.3 項で述べたように、電極間隔の短縮により、 T_{IE} の低減ができれば、 $I'_{Es} > (I'_{io} + J_e S_{IE})$ となり V_{so} が僅か負 (エレクトロンシース) になる場合もある。このような場合には $\varphi_{IE} - \varphi_{EE}$ に等しい V_b を印加することはむしろイオンの有効的な利用を妨げることになる。したがって、 $I'_{Es} < (I'_{io} + J_e S_{IE})$ の場合は電力消費の心配の全くない、また $I'_{Es} > (I'_{io} + J_e S_{IE})$ の場合にはイオンの有効的な利用ができるバイアス回路開放の状態は非常に好ましいことである。

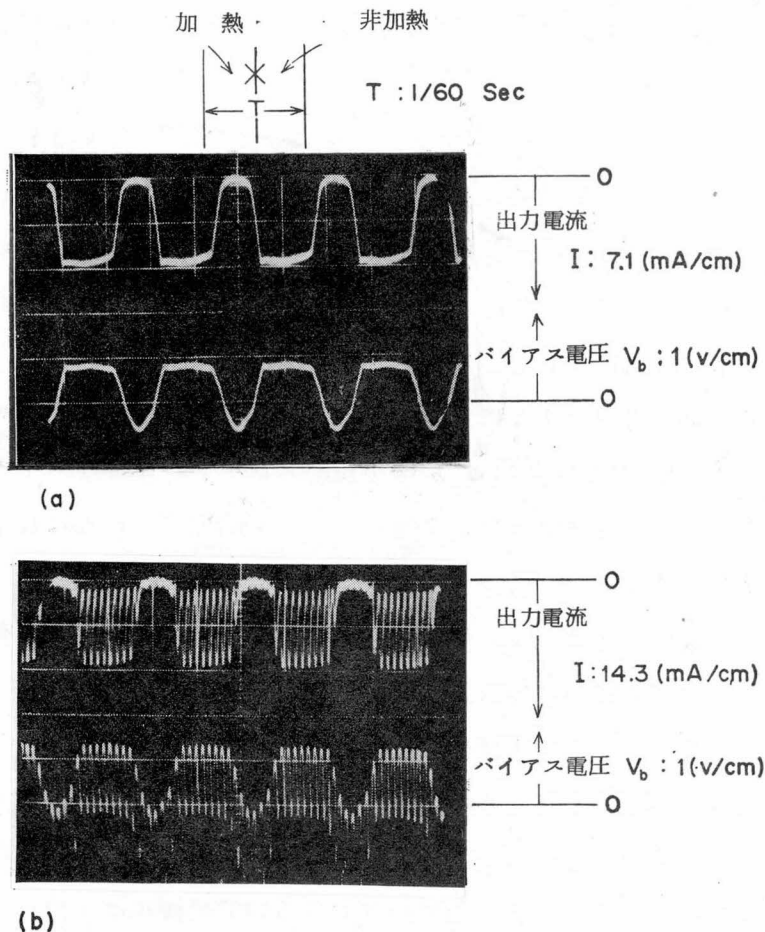
このようにして、バイアス電源は必ずしも必要とはならず、むしろ $I.E$ を浮遊状態で放置するほうが適当と考えられる。したがって構造的には $E.E$ と $I.E$ とを電氣的に絶縁するだけでよいことになる。なお、 $E.E$ と $I.E$ が短絡すると折角発生した C_s イオンが中和に役立たず、 $I.E$ の効果がなくなるので絶縁には十分に注意を要する。

4.4 双陰極型による出力の交流化

第 4.3.1 図 (b) の $I_b - V_b$ 特性で、 $P' \sim Q'$ 間はバイアス電圧と逆極性のバイアス電流

が流れ、この範囲で出力電流が急激な変化をしている。したがって、適当な直流バイアスに交番電圧を重ねれば出力電流の変調、すなわち交流化ができる。

一例として、第 4. 4. 1 図(a)は抵抗負荷を接続し、直流バイアスを印加したときの出力(直流出力)、(b)はさらに交番電圧(900Hz)を重ねたときの交流化出力を示し、第 4. 4. 2 図(a)、(b)は、このときの出力波形、バイアス電圧と電流の極性および位相関係をみるために掃引を速くして、波形を拡大したものである。(第 4. 2. 2 図の測定回路を参照)これらの図からもわかるように、出力電流の変調率は約 90%で、波形は正弦波に近く、また変調を行なうためにバイアス回路で電力を消費することは全くない。

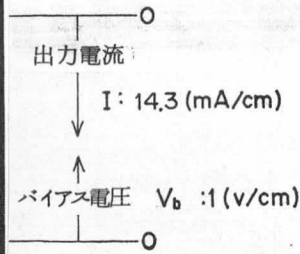
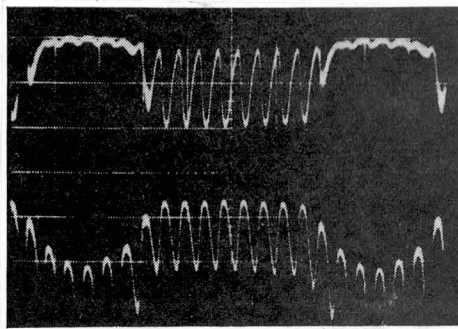


第4.4.1図 出力電流の変調

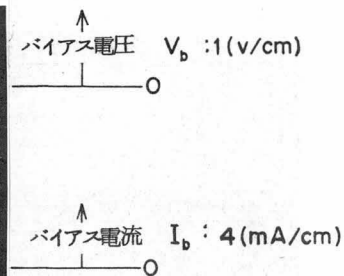
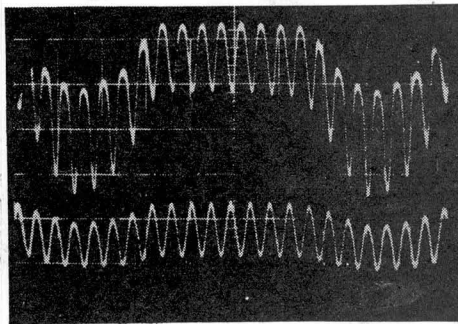
(a) 直流バイアス時の直流出力

(b) 直流+交流(900Hz)バイアス時の変調出力

(a), (b)共に $Tcs = 473^\circ\text{K}$, $T_{EE} = 1100^\circ\text{K}$, $T_{IE} = 1800^\circ\text{K}$, $R\ell = 7\Omega$



(a)



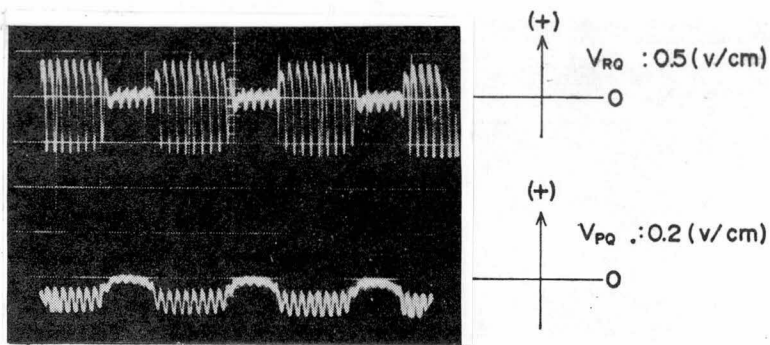
(b)

第 4. 4. 2 図 変調出力電流の拡大波形

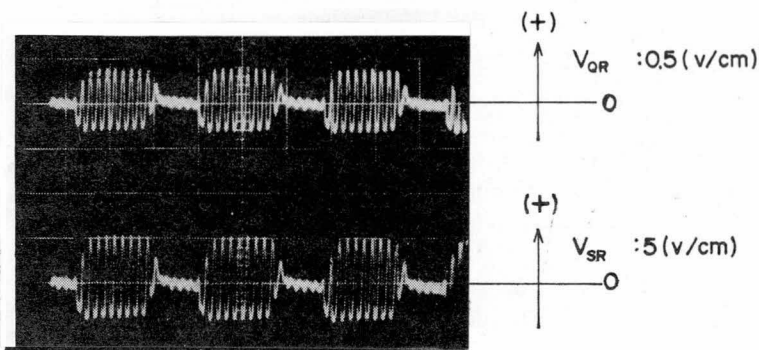
(a) 第 4. 4. 1 図(b)の拡大波形

(b) バイアス電圧, 電流の拡大波形 ($R_b = 500 \Omega$)

このような交流化出力の直流分と交流分を分離するため、第 4. 2. 2 図のように抵抗と同調回路の直列回路を負荷として、各部の出力状態をみたのが第 4. 4. 3 図(a), (b)である。このような変調法による出力の交流化は、他の諸方法、たとえばプラズマ振動を利用した高周波出力³⁵⁾ (数百 KHz 程度)とか、正電位グリッドを挿入した陽極振動¹⁶⁾ ($1 KHz$ 程度)などに比べて、振動周波数の任意性の点ですぐれている。しかし熱電子発電器から直接、交流化出力を取り出すことは、熱入力 (温度) の慣性の点より直流出力のときに比べて、発電効率が低下し、むしろ発電器の動作に好ましくない作用をする恐れがある。



(a)



(b)

第 4.4.3 図 変調出力の直流分と交流分の分離

(a) V_{RQ}, V_{PQ} ($R_d: 10\Omega, R_a: \text{開放}$)

(b) V_{QR}, V_{SR} ($R_d: 0\Omega, R_a: 10K\Omega$)

4.5 結 言

以上，本章では空間電荷の中和と動作温度の低減をはかる一方法として，エミッタを熱電子，イオン両エミッタに分離した双陰極型の利点を述べ，実験結果について検討したが主な点を要約するとつぎのようになる。

(1) 双陰極構造とすることにより，動作状態の高温，高圧化の因果関係を断ち切ることができ，しかもイオンの利用度を高められる。その結果， 1600°K 以下の比較的低い熱電子エミッタ温度で，普通の 2 極型に比べて約 10 倍程度の出力の改善が得られた。

(2) 双陰極構造とすることにより，2 極型に比べて点火モードの開始電圧が約 2 V 程度早くなり発電域内にも現われた。この場合は，熱電子エミッタ近傍のイオンシ-

スで加速された電子による点火と考えられ、今後の工夫と実験により開始圧をさらに早めて出力改善をはかることが期待される。

(3) イオンエミッタの温度効果は適当な動作条件に対し少しずれているが、その原因は主に P_{csd} による輸送効果と考えられる。両エミッタの温度差を大きくとることは実際上も困難であるので、イオンエミッタ温度の低減およびイオンの有効的な利用のために、電極間隔を短縮し、両エミッタの構造、配置に十分工夫を要する。

(4) 両エミッタ間のバイアス電圧により出力電流は大幅に変化するが、特にバイアスを加える必要はなく、電気絶縁を十分にしておくだけでよい。

(5) 適当な直流バイアスと交番電圧の重畳により、バイアス回路で電力を消費せずに出力の交流化ができる。

第5章 補助放電法による電流改善と出力特性

5.1 補助放電法の特徴と種類

補助放電法と云うのは，エミッターコレクタの2電極のほかに補助電極を設け，一般に外部電源を使用して補助的な放電を起こさせ，生じたイオンを空間電荷の中和に役立たせる方法である。この際 3. 2. 1 項で述べたように，中和に必要なイオン電流は電子電流（≡出力電流）の $(m_e T_i / m_i T_e)^{1/2}$ 倍のごく僅かでよいことになる。この中和法は放電によってイオンを発生させるので，動作状態に対する制約が少なく，(1) エミッタ温度の低減ができる。(2) 封入気体は化学的に活性で高価なアルカリ金属蒸気に限られず，Ar, Xe 等の不活性ガスでも使用できる。(3) 発電器の長寿命が期待できる。等の利点がある。

一方，問題点としては，(1) 構造的に複雑になる。特に補助電極の配置とその構造をどのようにすればよいか。(2) 電極材料の問題，すなわち，不活性ガスを使用する場合は Cs 蒸気のときのような電極仕事関数の制御ができないので，エミッタ，コレクタ共に熱電子発電に適した電極をまえもって用意せねばならない。等である。

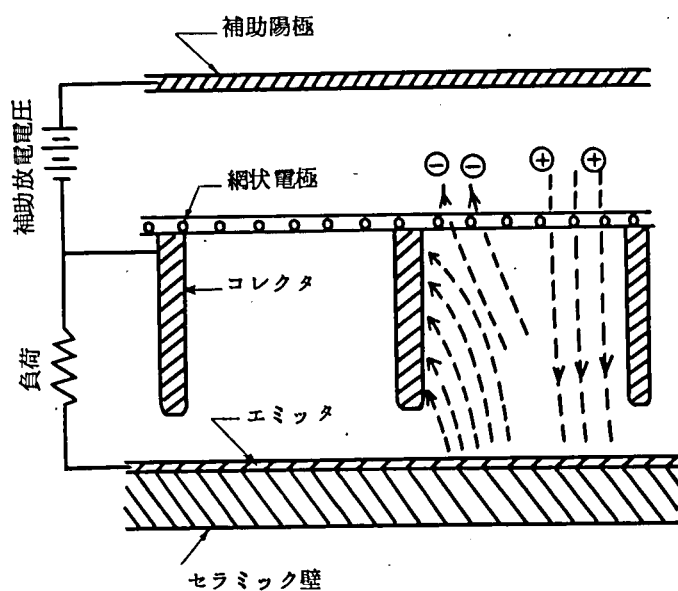
補助放電法においては，中和に必要なイオンを効率よく作り，しかもそのイオンが中和に十分役立つように考慮する必要がある，その方法の基本的な着想として現在までのところ次の3種類がある。

(1) Gabor 型

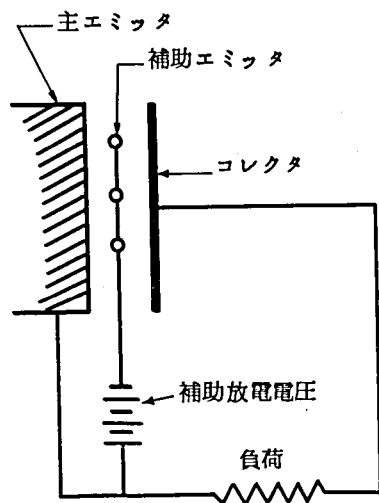
1961年に Gabor³⁶⁾が発表したもので，第 5. 1. 1 図のようにコレクタの背後に網状電極と補助陽極を設け，この両電極間で電子を加速し放電を起こさせる。生じたイオンが発電空間に拡散して空間電荷を中和する。

(2) プラズマトロン型

第 5. 1. 2 図のように補助エミッタを直接，発電空間内に設け，補助エミッタから放出される少量の熱電子を印加電圧で加速して放電を起こさせるもので，発生したイオンが直接，空間電荷の中和に役立つという利点がある。この方法は 1961年に W. Bernstein³⁷⁾らによって初めて発表されたが，それ以前にも *Plasmatron* という名称でこのような着想があった。³⁸⁾



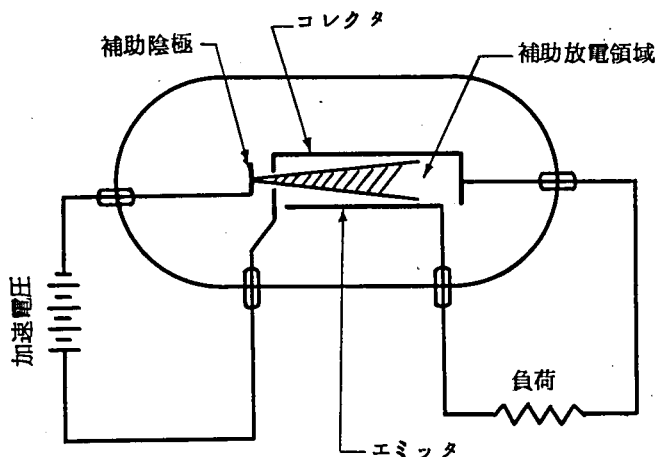
第5.1.1図 Gabor型 発 電 器



第5.1.2図 プラズマトロン型 発 電 器

(3) イオン注入型

1963年にK.G.Cookらが発表したもので³⁹⁾第 5. 1. 3 図のように補助陰極を発電空間の外部に設け、これとコレクタ間に加速電圧を印加し、補助陰極からの少量の熱電子ビームを発電空間に打込んで気体を電離さす方法である。



第 5.1.3 図 イオン注入型発電器

上記の各放電形式において、発生電力の増大をはかる場合に予想される問題点は、Gabor 型では、(1)封入気体の圧力を増すと補助空間から発電空間へのイオンの拡散が低下し、十分な中和が困難になる。(2)放電電圧を高くすると発電空間の熱電子のうち補助陽極へ取られる割合が増加し、補助電力が増大する。プラズマトロン型では、(1)発電空間の間隔が長くなり、イオンの中和効果および電子の輸送効果の点で不利になる。(2)補助エミッタは一般に主エミッタおよびコレクタに対し負電位にするので真空管におけるグリッド作用で電子流を妨げる恐れがある。イオン注入型では、気体圧力を増すと電子加速空間で放電が起こり、発電空間への電子ビームの打込みが困難になる。等が考えられる。

以上のような特徴と問題点を有する補助放電型発電器に関する研究は現在までのところ主としてヨーロッパに限られているように思う。著者らは低温動作の熱電子発電法を探究するという観点から、この方式に興味をもつに至った。以下本章では主に著者らの実験および解析の結果を述べる。⁴⁰⁾

5.2 補助放電法による出力電流の改善

前述のように，補助放電法においても各放電形式によって，それぞれ長所，短所があり，いずれの形式が優れているかは容易に判断できない。そこで，著者らは先づ補助放電によるイオンの中和作用，すなわちプラズマ密度の増大を確かめ，特に中和効果におよぼす気体圧力の影響を調べ，次に，出力電流と空間内のプラズマ量の分布状態との関係を理論的に解析し，電子輸送の状態を明らかにすることを主目的として実験を行なった。

5.2.1 外部補助放電の場合

放電形式は補助エミッタを発電空間の外部に設けた外部補助放電型を採用した。その理由は，既に述べたプラズマトロン型の短所を避けるためと，動作状態の解析を容易にするためである。

実験に用いた発電管の構造および測定回路を第 5.2.1 図に示す。各部の寸法，形状はつぎのようである。

補助エミッタ ($A.E$): $0.4\text{mm}\phi$, 9.9mm の W 線のスパイラル巻

主エミッタ ($M.E$): $0.4\text{mm}\phi$, 10.3mm の W 線のスパイラル巻

コレクタ (C): $2.0\text{mm}\phi$, 1.5mm の Ni 円板

探針 $\left\{ \begin{array}{l} P_1 : 0.4\text{mm}\phi, 1.8\text{mm} \text{ の } W \text{ 線の円筒状} \\ P_2 : 0.4\text{mm}\phi, 2.3\text{mm} \text{ の } W \text{ 線の円筒状} \end{array} \right.$

$A.E - M.E$ 間隔 (d_2): 約 3.5mm

$M.E - C$ 間隔 (d_1): 約 3.6mm

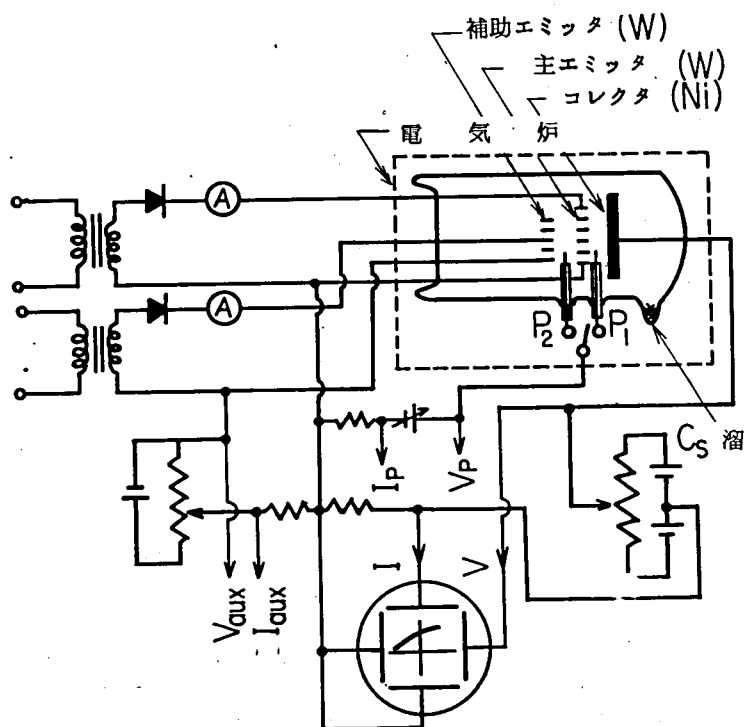
$A.E - P_2$: 約 1.7mm , $P_2 - M.E$: 約 1.8mm

$M.E - P_1$: 約 2.0mm , $P_1 - C$: 約 1.6mm

封入気体: C_s

第 5.2.1 図のような電極配置で， $A.E$ を約 $700 \sim 900^\circ\text{K}$ に加熱し，これからの放出熱電子を $A.E - M.E$ 間（補助空間）の加速電圧によって放電を起こさせ，生じた C_s イオンが $M.E - C$ 間（発電空間）に拡散して発電空間の電子空間電荷を中和するようにした。なお，出力特性の解析をするため両空間にはそれぞれ単探針 P_1, P_2 を挿入し電子温度，空間電位，電子密度などのプラズマ量を測定した。

第 5.2.1 図の実験装置で， $A.E - M.E$ 間の補助放電電流 (I_{aux}) をパラメータ

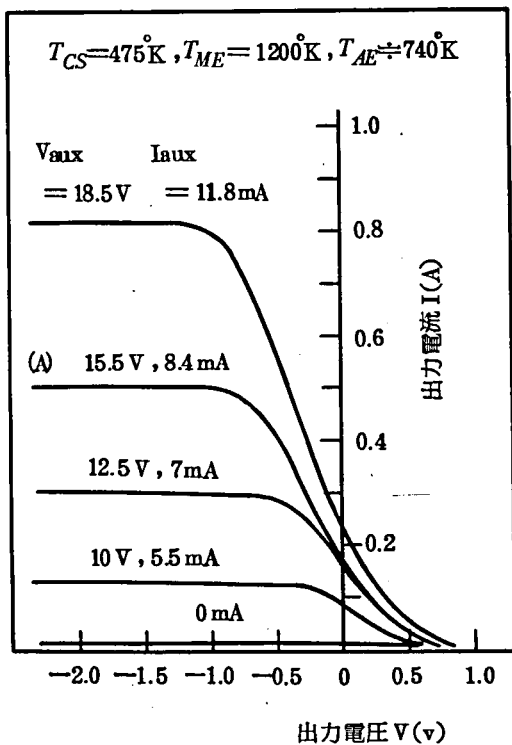


第 5.2.1 図 外部補助放電型発電管の構造と測定回路

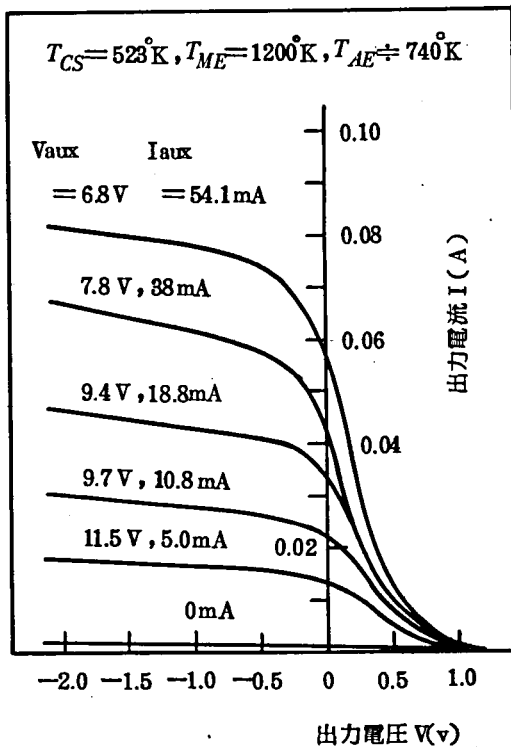
とした出力電流 (I) - 電圧 (V) 特性の一例を第 5.2.2 図に示す。同図において発電域の電流、電圧が共に低い、これは本実験では補助放電による空間電荷の中和効果を調べ、動作状態を解析することに重点をおき、探針挿入のため間隔が広くなり、また低仕事関数のコレクタなどの配慮をしなかったためである。

第 5.2.2 図より、放電がないときの I はごく僅かしか流れず、 M, E の加熱温度が低い、ため表面電離による Cs イオンの発生はほとんどなく、 I_{aux} の増加と共に I が増加し、補助放電による中和効果の現われていることがわかる。また $I - V$ 特性は I が指数的に増加する領域と、飽和を示す領域よりなり一種のプロープ特性に類似した特性を示している。

つぎに、第 5.2.2 図の (a) と (b) とでは I_{aux} に対する出力電流の改善の程度、すなわち電流利得 (= 飽和出力電流 I_{ℓ} / 補助放電電流 I_{aux}) が大幅に異なっていることがわかる。実験は $T_{cs} = 475, 500, 523^{\circ}K$ の 3 通りについて行なったが、 $523^{\circ}K$ のときは (b) 図のように I の飽和域に傾斜が生じ、発電空間のプロープ特性の直線性が悪く



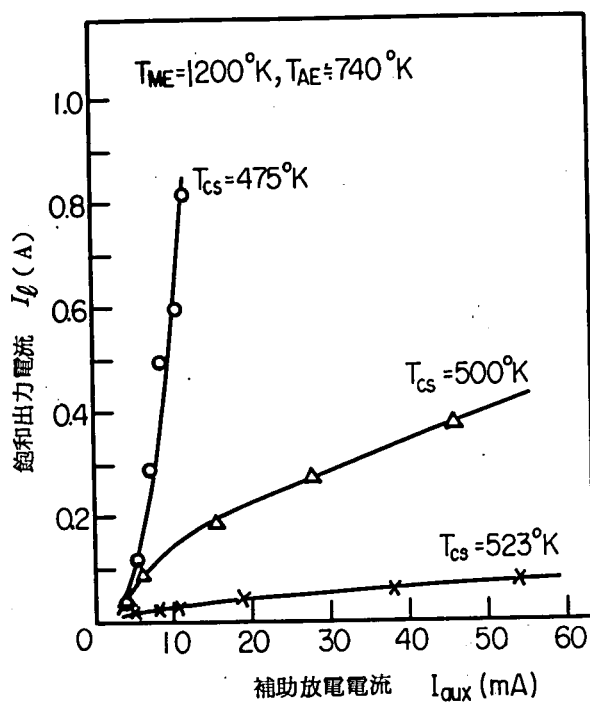
(a) $T_{CS}=475^{\circ}\text{K}$



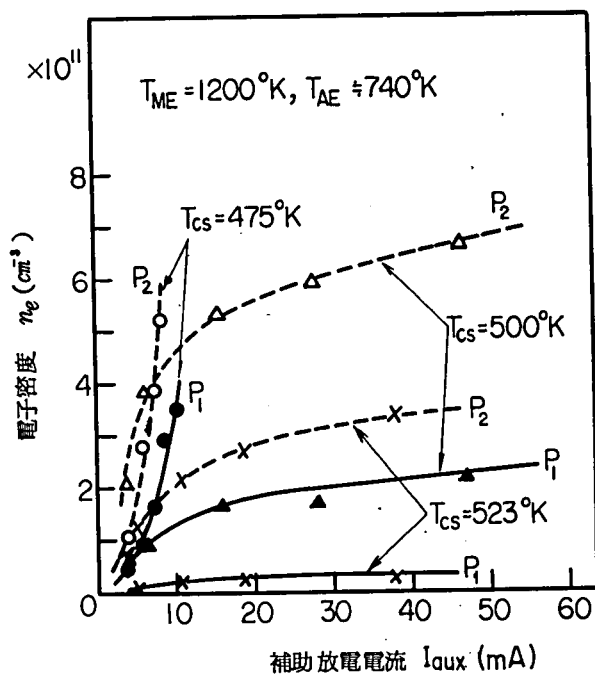
(b) $T_{CS}=523^{\circ}\text{K}$

第5.2.2図 外部補助放電の場合の出力電流—電圧特性
(パラメータ：補助放電電流)

正確なプラズマ量の決定ができなかった。このような中和効果によぼす C_s 圧力の影響を端的にみるため、 I_{aux} と I_l の関係を第 5.2.3 図に示し、このときの両空間の電子密度の測定値を第 5.2.4 図に示す。さらに、これらのグラフを数値的にとりまとめ、中和効果と密接な関係をもつ諸量を第 5.2.1 表に示した。



第 5.2.3 図 飽和出力電流 (I_0) と補助放電電流 (I_{aux}) の関係 (外部補助放電)



第 5.2.4 図 両空間の電子密度と補助放電電流の関係
(外部補助放電ただし, $I = I_0$, P_1 : 発電空間, P_2 : 補助空間)

第 5.2.1 表 中和効果におよぼすセシウム圧力の影響

$T_{cs}(^{\circ}K)$	475	500	523
$P_{cs}(Torr)$	8.0×10^{-2}	1.9×10^{-1}	4.3×10^{-1}
$\varphi_{ME}(V)$	2.01	1.90	1.84
$I_{ES}(A)$	ca 0.8	ca 2.3	ca 4.3
I_{ℓ}/I_{ES}	~ 1.0	~ 0.24	~ 0.023
I_{ℓ}/I_{aux}	60 \sim 50	13 \sim 8	3 \sim 1.4
$n_{cs}(cm^{-3})$	1.7×10^{15}	3.5×10^{15}	7.7×10^{15}
n_{e2}/n_{cs}	$\sim 3.1 \times 10^{-4}$	$\sim 2.3 \times 10^{-4}$	* ¹ $\sim 4.5 \times 10^{-5}$
n_{e1}/n_{e2}	0.56 \sim 0.43	0.33 \sim 0.28	* ² 0.1
λ_e (mm)	3.3×10^{-1}	1.6×10^{-1}	7.4×10^{-2}
λ_i (mm)	9×10^{-2}	4×10^{-2}	1.9×10^{-2}
Di ($\frac{cm^2}{S}$)	82	38	18.4

(注) (1) *1: プローブ測定値は $I_{aux}=38mA$, $V_{aux}=78V$ までしかない。

(2) *2: プローブ特性が悪く, 正確な値ではない。

(3) $\lambda_e = (n_{cs}Q)^{-1}$, $Q=1.76 \times 10^{-14} (cm^2)^{41)}$,
 $De = \frac{1}{3} \lambda_e \bar{v}_e$

(4) Di, λ_i の計算には, $0^{\circ}C$, $760Torr$ における C_8^+ の移動度 $0.12 (cm^2/V-S)^{42)}$ を使用した。

第 5. 2. 3 , 5. 2. 4 図および第 5. 2. 1 表より, 大体つぎのことがいえる。

(1) T_{cs} が $475 \sim 523^\circ K$ と高温になると, Cs 蒸気圧は約 $8.0 \times 10^{-2} \sim 4.3 \times 10^{-1} Torr$ と上昇し, $M.E$ からの飽和熱電子電流 (I_{ES}) そのものは約 $0.8 \sim 4.3 A$ と増加するにもかかわらず, 出力電流はかえって大幅に減少し, さらに, 電流比 $I_l/I_{ES}, I_l/I_{aux}$ が著しく減少している。

(2) 上記の傾向は, 両空間の電子密度の比 n_{e1}/n_{e2} にも現われ, $T_{cs} = 500^\circ K$ のときの補助空間の電子密度は $475^\circ K$ のときのそれより高いが, 発電空間では逆に低くなっている。さらに, $523^\circ K$ のときの発電空間では正確な決定ができぬくらい低密度であった。

(3) 第 5. 2. 1 表において, n_{e1}/n_{e2} と Cs^+ の拡散係数 D_i の T_{cs} に対する変化は大体一致する。したがって, $n_{e1}/n_{e2}, I_l/I_{ES}$ の減少は圧力の上昇によって, 補助空間で発生した Cs イオンの発電空間への拡散が困難になるためと考えられる。

したがって外部補助放電の場合は, 生じたイオンが発電空間へ有効に拡散するように, 封入気体の圧力, 補助空間の間隔, 構造について十分考慮する必要がある。

なお, T_{cs} が $475^\circ K$ 以下では I_{ES} が少ないため (例えば, $T_{cs} = 450^\circ K$ で $I_{ES} = 0.18 A$) 実験の対象としなかった。

5. 2. 2 内部補助放電の場合

前項でわかった外部補助放電の欠点 (圧力が上昇すると発電空間と補助空間の電子密度比 n_{e1}/n_{e2} が減少する) を解消するため, $A.E$ を発電空間の内部に設けた発電管について実験を行なった。この内部補助放電型発電管の構造および各部の寸法, 形状はつぎのようである。

主エミッタ ($M.E$): $0.4 \text{ mm } \phi$, $165 \text{ mm } \ell$ の W 線スパイラル巻

補助エミッタ ($A.E$): $0.3 \text{ mm } \phi$, $34 \text{ mm } \ell$ の W の一本の張線

コレクタ (C): $20 \text{ mm } \phi$, $1.5 \text{ mm } th$ の Ni 円板

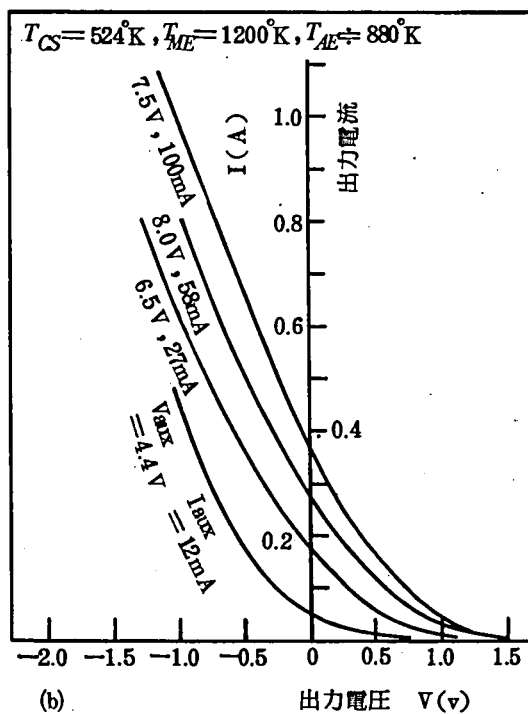
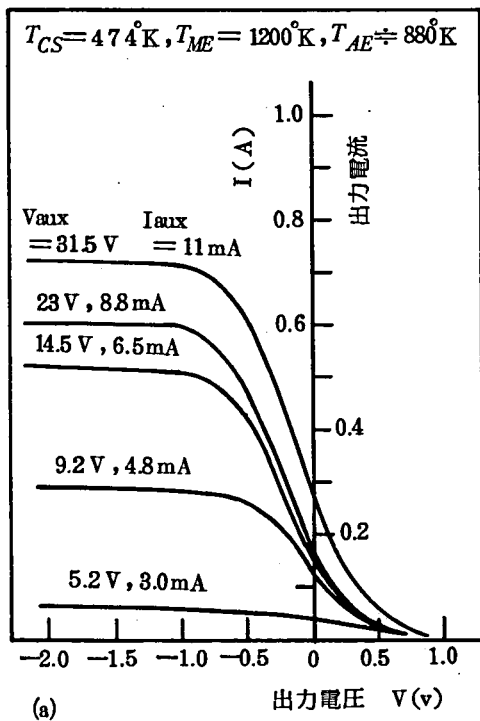
探針 (P): $0.3 \text{ mm } \phi$, $3 \text{ mm } \ell$ の Mo 線の円筒状

$M.E - A.E$ 間隔: 約 2 mm

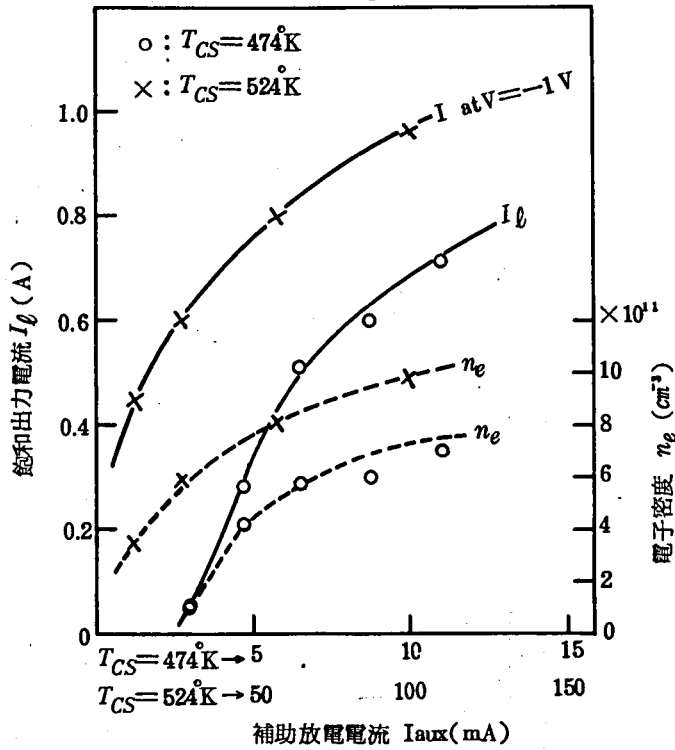
$A.E - C$ 間隔: 約 2 mm

$M.E - P$ 間隔: 約 1 mm

実験方法は外部補助放電の場合と同じで, $A.E(-) - M.E(+)$ 間に放電電圧を印加し



第 5.2.5 図 内部補助放電の場合の出力電流—電圧特性 (パラメータ: 補助放電電流)



第 5.2.6 図 飽和出力電流，電子密度と補助放電電流の関係（内部補助放電）

て行なった。得られた $I - V$ 特性を第 5.2.5 図に示す。さらに， I_{aux} と飽和出力電流，電子密度の関係を第 5.2.6 図に示す。

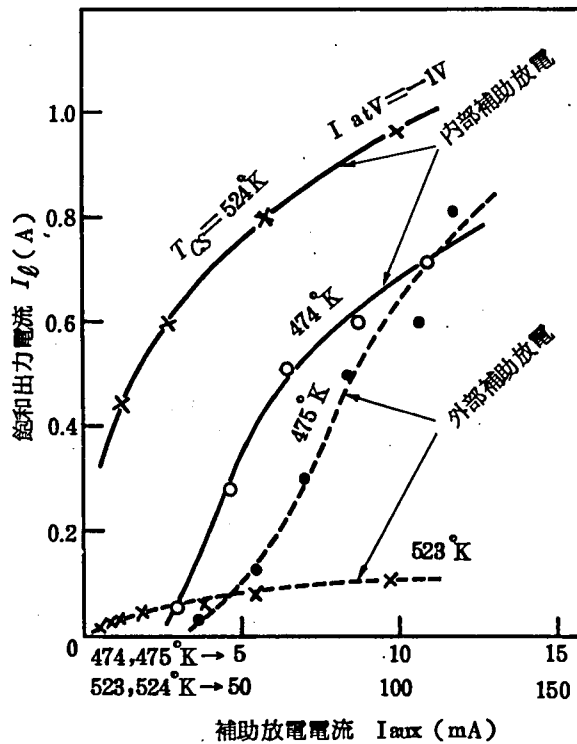
第 5.2.5 ， 5.2.6 図より内部補助放電の場合は， Cs 圧力が上昇するとかえって I_0, n_e が減少するという外部補助放電の欠点が一応は解消されることがわかる。しかし， $T_{cs} = 524^\circ K$ のときは I の飽和が $V = -1V$ になっても現われず， I の増加が非常に緩やかである。また，電流利得は $T_{cs} = 474^\circ K$ のときに比べ，かなり低い，この原因については 5.5 節で考察する。

5.2.3 外部補助放電と内部補助放電の比較

$I_0 - I_{aux}$ の関係を外部補助放電と内部補助放電で比較すると第 5.2.7 図のようになる。同図より， $T_{cs} = 523^\circ K$ のときは両者の電流利得に格段の差があり， $T_{cs} = 475^\circ K$ においても内部補助放電の方が幾分大きいことがわかる。これは， $T_{cs} = 475^\circ K$ のときは，5.5 節で述べるように，(1) 内部放電のときには外部放電に比べプラズマ両端の密度比 n_{ME}/n_c が小さくなる。(2) A, E の表面積の差により，イオンの損

失速度が外部放電の方が大きく、それ故発電空間の密度（ただし空間内で位置的に分布している）が、外部放電に比べ内部放電の場合に約2倍程度になっている。等のためである。さらに、 $T_{cs}=523^{\circ}\text{K}$ のときは、外部放電の場合、補助空間から発電空間へのイオン拡散が困難になるためである。

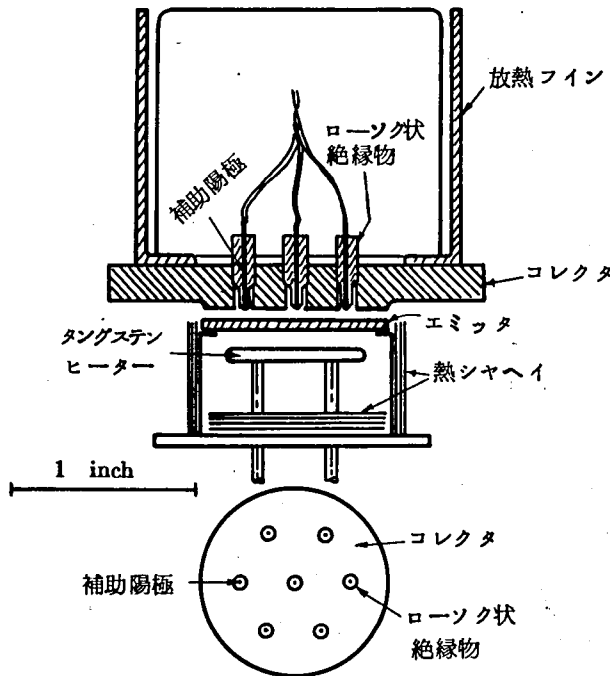
なお、最初に懸念された内部補助放電における A, E のグリッド作用は、いったん放電が起これば A, E 近傍にイオンシースができて、負電界をシース内に閉じ込めるので A, E の表面積が空間の断面積に比べて十分小さければ（約10%以下）グリッド作用の心配はないと考えられる。



第 5.2.7 図 外部補助放電と内部補助放電の電流利得の比較

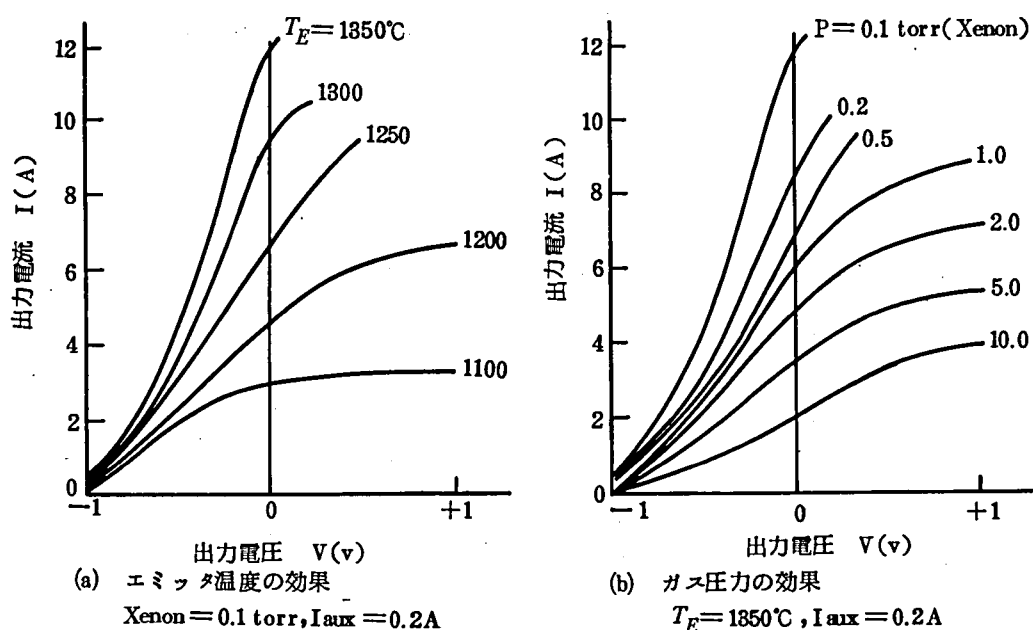
最近、Fatmi, Gabor & Nilson らが第 5.2.8 図に示すような構造の補助放電型発電器を発表している。⁴³⁾これは 5.1 節で述べた Gabor 型の発電器では、補助放電電流を増加させると、発生したイオンの大部分がガーゼ状電極に流れ、補助放電がこの電極に集中して発電空間へのイオン供給が低下してしまうので、これに代るものとして

工夫されたものである。その構造の特徴は内部補助放電型で，補助陽極がコレクタ面上に設けられており， $0.1 \sim 0.25 \text{ mm}$ の π 線（補助陽極）が小さなローソク状の絶縁物を介して 1 cm^2 当り $1 \sim 1.5$ ケの割合でコレクタ面内に埋込まれている。このようにすると補助陽極の近傍に異常陽極降下が生じ高い電離効率が得られると云っており，Xe を封入した発電器で得られた $I - V$ 特性を第 5.2.9 図に示す。



第 5.2.8 図 Fatmi らの改良型発電器の構造

Fatmi らが提案した上記の発電器は，補助陽極とコレクタが同一面上にあるため発電空間の電極間隔が短縮でき，構造的にも複雑ではなく，実用的な構造であると考えられる。しかし，イオンの発生場所がコレクタ面に近いので，電子とイオンの流れが逆向きになり，発電空間のプラズマ両端の密度差 ($n_{ME} - n_C$) ((5.3.3) 式参照) が小さくなる利点はあるが，一方，5.4 節で述べるようにプラズマ中の内部電圧降下が大きくなり，出力電圧が低下する欠点がある。



第5.2.9図 Fatmi らの改良型発電器の $I-V$ 特性

5.3 補助放電法における出力特性の解析

本節では，出力特性と電極間内部のプラズマ量の関係を解析し，出力特性の理論曲線と測定曲線の比較を行なった結果について述べる。

5.3.1 出力電流とプラズマ量の関係

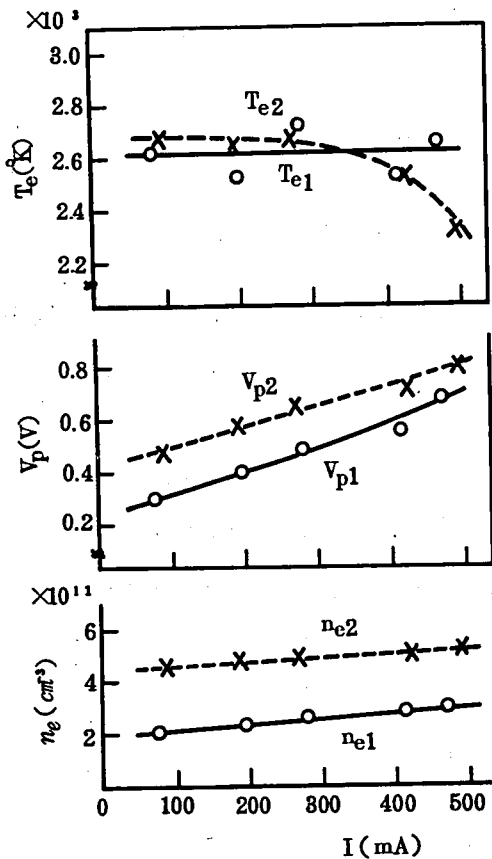
外部補助放電型発電管で得られた第 5.2.2 図(a)の特性曲線(4)について出力電流 I と両空間のプラズマ電子温度(T_e)，電位(V_p)，電子密度(n_e)等のプラズマ量との関係をプローブで測定した結果を第 5.3.1 図に示す。 $I-V$ 特性と同様，プローブ特性も加熱電流の休止時に測定せねばならぬため $X-Y$ 記録計が使えず，ブラウン管上に特性を画かせ写真に撮った。

プローブ測定の *semilog-plot* の直線性は比較的良く， T_e の測定精度は読取り誤差も含めて約 $\pm 100^\circ\text{K}$ とされる。第 5.3.1 図において，発電空間の電子温度(T_{e1})は I の増加に対してほとんど変化がみられない。このことは第 5.2.2 図(4)以外の特性曲線($T_{cs} = 500, 523^\circ\text{K}$ のときも含めて)においても同様な傾向であった。また，第 5.3.1 図では補助空間の電子温度(T_{e2})は I の増加に対して減少きみで

あるが、他の測定例では必ずしもそうではなく、 T_{e1}, T_{e2} とも I に対する明確な変化はなかった。なお、 $T_{cs}=500^\circ K$ のときには T_{e2} は T_{e1} より約10%程度高い値であった。

電子密度は I が増加すると第5.3.1図のように幾分増加する。これは後述(5.3.3)式参照)するように I の増加にしたがってプラズマ中の密度勾配が大きくなり、たとえプラズマのコレクタ端の密度が一定でもプローブ位置のそれは増加する。さらに、 I が未飽和のときはコレクタ近傍にイオンシースが生じ、 Cs イオンはコレクタに流出するが、 I が飽和に近づくとイオンシースの高さが減じ、イオンの流出も減少しイオン密度がわずかに増加するものと考えられる。

つぎに、 $M.E$ を基準とした両空間のプラズマ電位も、 I の増加につれて上昇している。



第5.3.1図 出力電流の変化によるプラズマ電子温度、電位、電子密度への影響(第5.2.2図(a)の特性曲線(A)に対して)

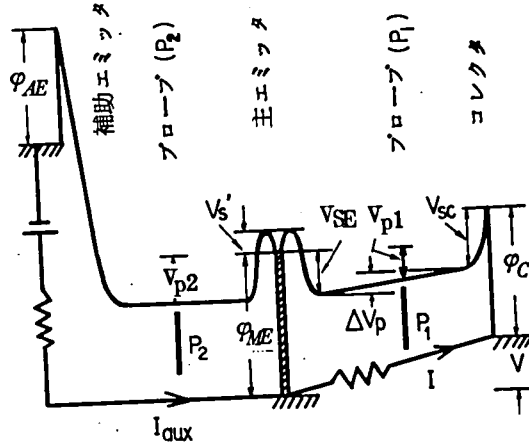
これは I が増すにしたがってプラズマ中の負の電位降下(5.3.5)式参照)が小さくなる。また密度勾配の増加により、 $M.E$ 近くの密度が増すが、これを維持するために $M.E$ 近傍にできるイオンシースのシース電圧が大きくなる。等に基因するものと考えられる。

5.3.2. 発電空間のプラズマ密度、電位の分布

5.2.1項で述べたように $I-V$ 特性はプラズマのプローブ特性に類似しているが、コレクタには多くの電子、イオンが流れるため発電空間のプラズマ密度、電位は第5.3.1図のように出力電流の増加と共に変化する。したがって、 $I-V$ の $semi\log$ -plotより直接、電子温度、密度などのプラズマ量を正確に求めることは困難である。このような $I-V$ 特性を解明するため

つぎのような解析を行ない測定曲線との比較を試みた。

まず，両空間の電子ポテンシャルエネルギー図を，第 5. 3. 1 図の V_p 測定結果より第 5. 3. 2 図のように仮定する。



第 5. 3. 2 図 外部補助放電型のポテンシャルエネルギー図

ここに， $\phi_{ME}, \phi_{AE}, \phi_C$: $M.E, A.E$ およびコレクタの仕事関数，この他に V_p の測定結果には探針の仕事関数 ϕ_{pr} も考慮した。 V_s : $M.E$ 表面にできる電子シースの高さ V_{SE} : $M.E$ の表面電位を基準としたプラズマの $M.E$ 端の電位， ΔV_p : プラズマの両端の電位差， V_{sc} : コレクタシースの高さ， I の飽和値が $M.E$ からの飽和熱電子電流 (I_{ES}) に比べかなり少ないときは (ただし $V_p > 0$)， $M.E$ 近傍には一般に第 5. 3. 2 図のような電子・イオンのダブルシースが生じていると考えられる。($M.E$ シース構造の詳細については 8. 3 節に述べている) V_{sc} は I の未飽和域でイオンシース，飽和域では電子シースになる。なお，補助空間の $A.E$ 近傍には補助放電の開始後は，第 5. 3. 2 図のような熱陰極放電の陰極降下部に相当するイオン過剰な電荷層が生じるものと考えられる。

発電空間のプラズマ中の電子，イオンの粒子流 $\vec{\Gamma}_e, \vec{\Gamma}_i$ は，これらの流れを一次元的と仮定すれば，つぎの式で表わされる。

$$\vec{\Gamma}_e = -De \frac{dn}{dx} - n\mu_e E \quad (5.3.1)$$

$$\vec{\Gamma}_i = -Di \frac{dn}{dx} + n\mu_i E \quad (5.3.2)$$

ここに、 D_e, D_i : 拡散係数, n : プラズマ密度, μ_e, μ_i : 移動度, E : プラズマ中の電界強度である。

(5.3.1), (5.3.2) 式より E を消去し, *Einstein* の関係を用い, さらにプラズマ中では電荷の発生, 消滅はなく, また T_e, T_i はプラズマ内ではどこでも一定であると仮定すると密度分布は,

$$n(x) = n_{ME} - \left(\frac{\vec{\Gamma}_e}{D_e} \times \frac{T_e}{T_e + T_i} + \frac{\vec{\Gamma}_i}{D_i} \times \frac{T_i}{T_e + T_i} \right) x \quad (5.3.3)$$

となる。ここに、 n_{ME} : M, E 端におけるプラズマ密度である。第 5.2.1 図の外部補助放電型発電管では, その電極配置より $\vec{\Gamma}_e, \vec{\Gamma}_i$ 共に正と考えられる故, $n(x) < n_{ME}$ となる。一方, 電位分布は dn/dx を消去することにより

$$E = -\frac{k T_e T_i}{e (T_e + T_i)} \left(\frac{\vec{\Gamma}_i}{D_i} - \frac{\vec{\Gamma}_e}{D_e} \right) \frac{1}{n(x)} \quad (5.3.4)$$

$$\Delta V(x) = \int_0^x -E dx = -\frac{k}{e} \left(\frac{D_e \vec{\Gamma}_i - D_i \vec{\Gamma}_e}{\frac{D_e \vec{\Gamma}_i}{T_e} + \frac{D_i \vec{\Gamma}_e}{T_i}} \right) \ln \frac{n_{ME}}{n(x)} \quad (5.3.5)$$

となる。ただし、 $e > 0$ とする。外部補助放電型の測定および計算結果では、 $I-V$ 特性の立上りの全域において $D_e \vec{\Gamma}_i > D_i \vec{\Gamma}_e$ となった。したがって、 $\Delta V(x) < 0$, すなわちプラズマ中の電位分布は第 5.3.2 図のように負の電位降下となる。上記の、(5.3.3), (5.3.5) 式より発電空間のプラズマ両端に密度差, 電位差が計算できる。

5.3.3 $I-V$ 特性

第 5.3.2 図のポテンシャルエネルギー図より, 電極とプラズマとの荷電粒子の授受に基づく電極電流は

M, E 側では

$$I_{eE} = I_{eSE} \exp\left(-\frac{eV_{s'}}{kT_{ME}}\right) - \frac{1}{4} e n_{ME} \bar{v}_e S_{ME} \exp\left\{-\frac{e(V_{s'} + V_{SE})}{kT_e}\right\} \quad (5.3.6a)$$

$$I_{iE} = \frac{1}{4} e n_{ME} \bar{v}_i S_{ME} \quad (5.3.6b)$$

となり, 正味の主エミッタ電流は

$$I_E = I_{eE} + I_{iE} \doteq I - I_{aux} \quad (5.3.7)$$

ただし, 電子がプラズマ中を M, E からコレクタ方向へ流れた場合の電流を正とした。

コレクタ側では

(1) V_{sc} がイオンシースのとき ($V_{sc} > 0$ として)

$$I_{ec} = \frac{1}{4} en_c \bar{v}_e S_c \exp\left(-\frac{eV_{sc}}{kT_e}\right) \quad (5.3.8a)$$

$$I_{ic} = -\frac{1}{4} en_c \bar{v}_i S_c \quad (5.3.8b)$$

となる。したがって、コレクタ側のイオンシースの高さは

$$V_{sc} = \frac{kT_e}{e} \ln \left| \frac{I_{ic}}{I_{ec}} \times \frac{\bar{v}_e}{\bar{v}_i} \right| \quad (5.3.9)$$

となり、 $V_{sc} = 0$ のときは

$$\left| \frac{I_{ic}}{I_{ec}} \right|_{V_{sc}=0} = \frac{\bar{v}_i}{\bar{v}_e} = \left(\frac{m_e T_i}{m_i T_e} \right)^{1/2} \ll 1 \quad (5.3.10)$$

なる関係が成立する。ここに、 $\bar{v}_e, \bar{v}_i, m_e, m_i$: 平均熱速度および質量, S_{ME}, S_c : M, E およびコレクタの表面積, n_c : コレクタ端のプラズマ密度。

(2) V_{sc} が電子シースのとき ($V_{sc} < 0$ として)

$$I_{ec} = \frac{1}{4} en_c \bar{v}_e S_c \quad (5.3.11a)$$

$$I_{ic} = -\frac{1}{4} en_c \bar{v}_i S_c \exp\left(-\frac{eV_{sc}}{kT_i}\right) \quad (5.3.11b)$$

となる。

出力電流は

$$I = I_{ec} + I_{ic} \quad (5.3.12)$$

一方、出力電圧は第 5.3.2 図より

$$V = \varphi_{ME} - V_{SE} - \Delta V_p + V_{sc} - \varphi_c \quad (5.3.13)$$

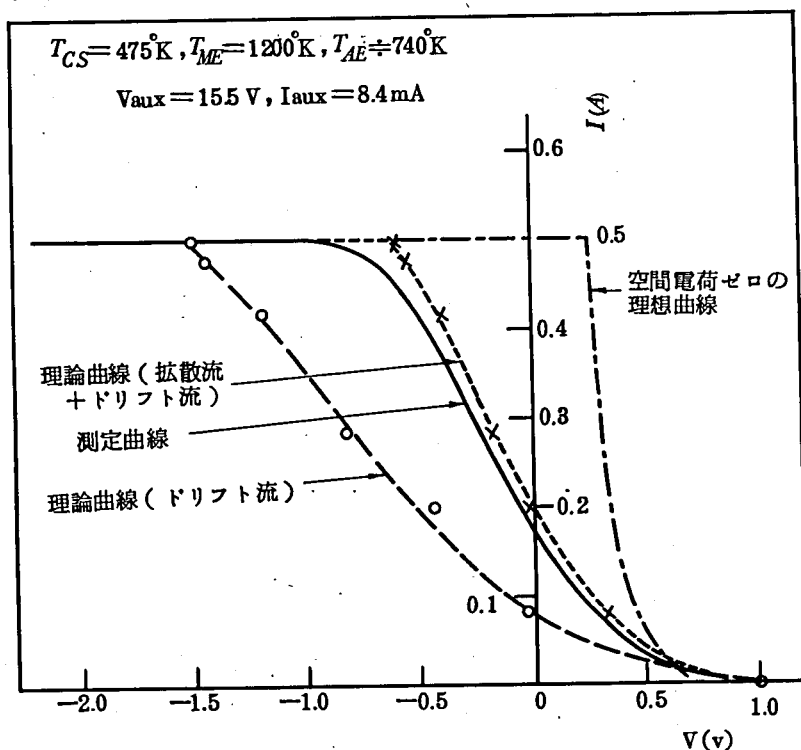
となる。

つぎに、上述の関係式を使った $I-V$ 特性の計算方法を述べる。 I の飽和値 (I_0)、電子温度 (T_{e1})、プローブ位置のプラズマ電位 (V_{p1}) の三つの測定値を用い、 I に対する V を、 I_0 と (5.3.11a) 式より n_c 、(5.3.8b) 式より I_{ic} 、(5.3.12) 式より I_{ec} 、(5.3.9) 式より V_{sc} 、(5.3.3) 式より n_{ME} 、(5.3.5) 式より $\Delta V_p, V_{p1}$ より V_{SE} 、(5.3.13) 式より V の順序で計算できる。ただし、 I_0 は V の変化に対しほとんど一定値を示すので、 $I-V$ 特性の全域にわたって n_c を一定と考え、また $T_i \div T_{cs}$ と仮定した。

5.3.4 出力特性の解析例

上述の解析法の適用例を述べる。外部補助放電で得られた第 5.2.2 図(a)の特性(c)について、 $I-V$ 特性の理論曲線（点線）と測定曲線（実線）との比較を第 5.3.3 図に示す。なお、計算に必要な De, Di, φ_{ME} 等は前述の第 5.2.1 表の数値を採用し、 $\varphi_c = 1.81V$ (C_s の仕事関数) と仮定した。第 5.3.3 図よりわかるように理論値と測定値はかなり良く一致しており、このことは第 5.2.2 図(a)の(c)以外の特性についても同様であった。

一方、破線の曲線は、発電空間内の電荷密度分布を考慮せず $n(x) = \text{一定}$ とし、プラズマ中の電界（正の電位降下）によるドリフトだけで I が流れると仮定した場合の理論曲線である。この曲線と測定曲線とでは V に対する I の増加率が非常に異なっている。



第 5.3.3 図 $I-V$ 特性の理論曲線と測定曲線の比較（外部補助放電の場合）

上記の傾向は、内部補助放電の場合（第 5.2.5 図）も大体同様であった。この場合は発電空間内でイオンの発生、消滅があり、イオンの流れも複雑であるが、5.3.2

項の解析で正味のイオン流 $\vec{J}_i \neq 0$ と仮定したときの理論曲線と測定曲線は比較的良好に一致した。これに反して、電界によるドリフト電流だけを考えた理論曲線は外部放電の場合と同様、測定曲線より I の増加が緩慢であった。

(5.3.1)～(5.3.4)式より、発電空間内の粒子流($\vec{J} = \vec{J}_e - \vec{J}_i$)を拡散流(\vec{J}_f)とドリフト流(\vec{J}_d)に分けると

$$\vec{J} = \vec{J}_f + \vec{J}_d = \frac{T_e}{T_e + T_i} (\vec{J}_e + \frac{D_e T_i}{D_i T_e} \vec{J}_i) + \frac{T_i}{T_e + T_i} (\vec{J}_e - \frac{D_e}{D_i} \vec{J}_i) \quad (5.3.14)$$

もし、 $\vec{J}_i \neq 0$ のときは

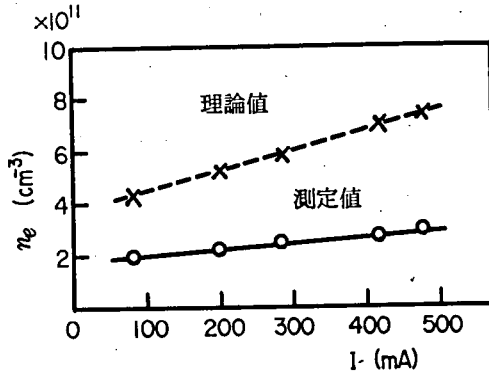
$$\vec{J} \neq \vec{J}_e = \vec{J}_f + \vec{J}_d = \frac{T_e}{T_e + T_i} \vec{J}_e + \frac{T_i}{T_e + T_i} \vec{J}_e \quad (5.3.15)$$

となる。第5.3.3図で $I = 0.5A$ になったときを(5.3.14)式によって計算すると、 $I_f = 0.71A$, $I_d = -0.21A$, また、内部補助放電の $T_{cs} = 474^\circ K$ (第5.2.5図(a))のときは、 T_e の測定値が $1900 \sim 2000^\circ K$ であるので、 $T_i \neq T_{cs}$ とすると(5.3.15)式より $I_f \neq 0.8I$, $I_d \neq 0.2I$ となる。したがって外部、内部補助放電共に発電空間内の荷電粒子の輸送は、電界によるドリフトよりもむしろ密度差に基づく拡散が主役であると考えられる。このような関係は、高圧発電器、特に非点火モードの場合、イオンの発生場所がエミッタ表面であるので、電流はほとんど拡散流によって運ばれるものと考えられる。

なお、第5.3.3図の中で一点鎖線の曲線は $I_\theta = I_{ES}$ と仮定し、電極-プラズマ間のシースの効果、電極間の輸送効果等を全く考えないときの理想特性である。

第5.3.4図は第5.3.3図の出力特性について発電空間に挿入した探針 P_1 の位置におけるプラズマ密度の理論値と測定値の比較を示す。図からわかるように理論値と測定値の数値そのものはかなり相違し、その比は2.2～2.5倍になっている。このような差異の生じる原因として、(1)実験管がガラスの手作りであるため、電極間隔の不均一および間隔測定の誤差、(2)理論式では、 T_e, T_i のプラズマ内での分布を考えず一定と仮定している。特に $T_i \neq T_{cs}$ とした。(3)探針によるプラズマのじょう乱、等が考えられる。しかし、理論値と測定値の傾向は大体一致しており、出力電流の増加に対しプラズマのコレクタ端密度 n_c を一定と仮定して計算しても、プローブ位置における密度は第5.3.4図のように、理論値測定値共に I に比例して増加している。

これは (5.3.3) 式からも理解でき I が増すとプラズマ中の密度勾配が大きくなるためと考えられる。



第 5.3.4 図 発電空間のプラズマ密度の理論値と測定値の比較 (外部補助放電の場合)

つぎに、発電空間のプラズマ電気抵抗について検討する。本実験におけるプラズマは電離比が非常に低く弱電離プラズマに属する (第 5.2.1 表参照)。したがって、電気抵抗は電子-原子間衝突による抵抗がそのほとんどを占め、荷電粒子間の相互作用による抵抗は無視できる程小さい。前者に因る抵抗率は *Chapman* および *Cowling* によって、つぎの式で与えられている。⁴⁴⁾

$$\rho = 1.88 \frac{(m_e k T_e)^{1/2}}{\alpha_i e^2} Q \quad (CGS \text{ esu})$$

$$= 2.60 \times 10^9 \frac{T_e^{1/2} Q}{\alpha_i} \quad (\Omega \cdot \text{cm}) \quad (5.3.16)$$

ここに、 α_i : 電離比 (n_e/n_{cs}), Q : 電子-原子間の有効衝突断面積 (cm^2), T_e : 電子温度 ($^\circ\text{K}$) である。故に、電気抵抗はプラズマ中の電子密度分布を考慮すると ((5.3.3) 式参照)

$$R_p = \int_0^{d_1} \frac{\rho}{S} dx = \frac{2.60 \times 10^9 T_e^{1/2} Q n_{cs}}{S B} \ln \frac{n_{ME}}{n_c} \quad (\Omega) \quad (5.3.17)$$

となる。ここで、 S : プラズマ断面積 (cm^2)

$$B = \left(\frac{\vec{\Gamma}_e}{D_e} \times \frac{T_e}{T_e + T_i} + \frac{\vec{\Gamma}_i}{D_i} \times \frac{T_i}{T_e + T_i} \right), \quad (\text{cm}^{-4})$$

で、長さ 1 cm 当りのプラズマ密度勾配を表わす。(5.3.17) 式によって、第 5.3.3 図中の点線の特性曲線のときの電気抵抗を求めると、 $R_p \div 1.2 \sim 0.82 \Omega$, $\rho \div 11 \sim 7.2 \Omega \cdot \text{cm}$ の程度であった。

5.4 発電空間内のイオン流の方向と電子輸送⁴⁵⁾

本節では，一定の出力電流に対して内部電圧降下の小さいプラズマ状態を検討する。いま，電子温度 T_e ，コレクタ端のプラズマ密度 n_c が一定，したがって飽和出力電流密度 J_ℓ を一定として空間内のイオン流 $\vec{\Gamma}_i$ の方向とその大きさによって，空間内のプラズマ密度差および内部電圧降下，すなわち電子輸送状態がどのように変わるかを考察する。

第 5.3.2 図のポテンシャルエネルギー図において， $M.E$ シースはイオンシース ($\therefore V_s=0$)，さらにコレクタシース $V_{sc}=0$ ，すなわち出力電流が飽和に達したときを考えると，空間内の内部電圧降下 V_{ME-C} は $M.E$ シース電圧 V_{SE} とプラズマ中の電位差 ΔV_p の和になり，

$$V_{ME-C} = V_{SE} + \Delta V_p \quad (5.4.1)$$

V_{SE} は (5.3.6 a) 式でプラズマからのイオン電流が無視できるとすると

$$V_{SE} = \frac{kT_e}{e} \cdot \ln \left\{ \frac{1}{4} e n_{ME} \bar{v}_e / (J_{ES} - J_\ell) \right\} \quad (5.4.2)$$

となり，一方プラズマ両端の密度差および電位差は (5.3.3)，(5.3.5) 式より次のようになる。

$$n_{ME} - n_c = \left(\frac{\vec{\Gamma}_e}{D_e} \cdot \frac{T_e}{T_e + T_i} + \frac{\vec{\Gamma}_i}{D_i} \cdot \frac{T_i}{T_e + T_i} \right) d \quad (5.4.3)$$

$$\Delta V_p = \frac{kT_e}{e} A \cdot \ln \left(\frac{n_{ME}}{n_c} \right), \quad A = \frac{D_i \vec{\Gamma}_e - D_e \vec{\Gamma}_i}{D_i \vec{\Gamma}_e \frac{T_e}{T_i} + D_e \vec{\Gamma}_i} \quad (5.4.4)$$

ここで， $\vec{\Gamma}_i$ の方向とその大きさにより (1) $\vec{\Gamma}_e$ と $\vec{\Gamma}_i$ が同じ向きで $\vec{\Gamma}_e/D_e < \vec{\Gamma}_i/D_i$ ，
(2) $\vec{\Gamma}_e/D_e > \vec{\Gamma}_i/D_i$ ，(3) $\vec{\Gamma}_e$ と $\vec{\Gamma}_i$ が逆向きで $(\vec{\Gamma}_e/D_e) T_e > (\vec{\Gamma}_i/D_i) T_i$ ，
(4) $(\vec{\Gamma}_e/D_e) T_e < (\vec{\Gamma}_i/D_i) T_i$ の4つの状態が考えられる。各状態のときの諸量に添字 1. 2. 3. 4. をつけると，(5.4.3)，(5.4.4) 式より

$$\begin{aligned} \text{状態(1)} & \left\{ \begin{array}{l} n_{ME_1} > n_c \\ \Delta V_{p_1} < 0 \end{array} \right., & \text{状態(2)} & \left\{ \begin{array}{l} n_{ME_2} > n_c \\ \Delta V_{p_2} > 0 \end{array} \right., & \text{状態(3)} & \left\{ \begin{array}{l} n_{ME_3} > n_c \\ \Delta V_{p_3} > 0 \end{array} \right. \\ \text{状態(4)} & \left\{ \begin{array}{l} n_{ME_4} < n_c \\ \Delta V_{p_4} > 0 \end{array} \right. \end{aligned}$$

となり，状態(1)と状態(2)の内部電圧降下を比較すると，

$$(V_{ME}-c)_2 - (V_{ME}-c)_1 = (V_{SE2} + \Delta V p_2) - (V_{SE1} + \Delta V p_1) \\ = \frac{kT_e}{e} \cdot \ln \left\{ \frac{(n_{ME2}/n_c)^{1+A_2}}{(n_{ME1}/n_c)^{1+A_1}} \right\} \quad (5.4.5)$$

状態(3), (4)についても(5.4.5)式と同じ形の式が得られる。なお, $\vec{\Gamma}_e/D_e = \vec{\Gamma}_i/D_i$ のときは $n_{ME} > n_c$, $\Delta V p = 0$ となり, プラズマ中の電子輸送は拡散流のみとなる。一方, $(\vec{\Gamma}_e/D_e)T_e = (\vec{\Gamma}_i/D_i)T_i$ のときは, $n_{ME} = n_c$, $\Delta V p > 0$ となり電界によるドリフトのみで電子輸送が行なわれることになる。

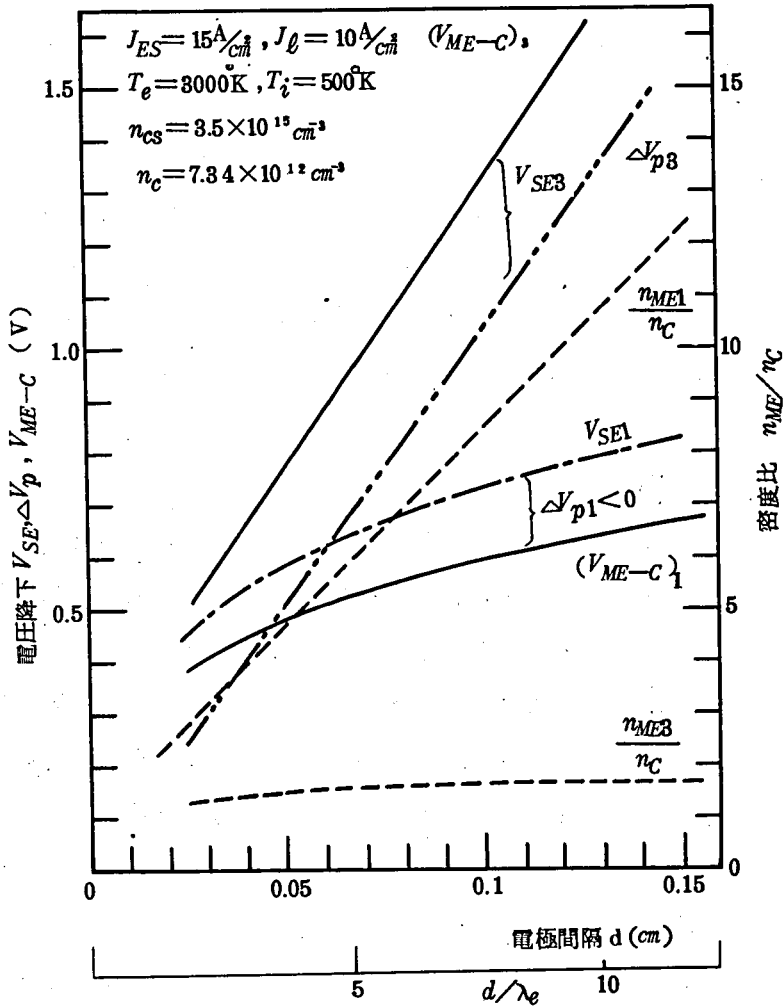
上記の計算例として, $J_{ES} = 15 A/cm^2$, $J_\ell = 10 A/cm^2$, $d = 0.1 cm$, $T_e = 3000^\circ K$, $T_i = 500^\circ K$, $n_{cs} = 3.5 \times 10^{15} cm^{-3}$ の場合を想定し, 計算結果をまとめると第 5.4.1 表のようになる。表中, $e\vec{\Gamma}_i = 8.29 \times 10^{-3} A/cm^2$ はイオン発生源が $M.E$ 側にあり, $V_{sc} = 0$ のときにコレクタへ流れ込むイオン電流値であり, 1.0×10^{-3} , $0 A/cm^2$ は V_{sc} が電子シースになりプラズマからコレクタへのイオン流出が減少したときに相当する。また $-1.32 \times 10^{-2} A/cm^2$ はイオン発生源がコレクタ側にある場合で, $M.E$ シースを通して $M.E$ へ流れ込むイオン電流値であり, $-1.60 \times 10^{-2} A/cm^2$ はイオン損失が $M.E$ 以外にもありイオン電流が増えたときに相当する。なお, 表中の J_f , J_d の計算は(5.3.14)式により行なった。

第 5.4.1 表, $\vec{\Gamma}_e$ と $\vec{\Gamma}_i$ の関係によるプラズマ中の密度差, 内部電圧降下および電子輸送の変化

$$(J_{ES} = 15 A/cm^2, J_\ell = 10 A/cm^2, d = 0.1 cm, T_e = 3000 K, T_i = 500^\circ K, n_{cs} = 3.5 \times 10^{15} cm^{-3}) \\ D_e = 1.51 \times 10^5 cm^2/S, D_i = 3.8 \times 10 cm^2/S, n_c = 7.34 \times 10^{12} cm^{-3})$$

状 態	1	2	0	3	4
$\vec{\Gamma}_e, \vec{\Gamma}_i$ の関係	$\frac{\vec{\Gamma}_e}{D_e} < \frac{\vec{\Gamma}_i}{D_i}$	$\frac{\vec{\Gamma}_e}{D_e} > \frac{\vec{\Gamma}_i}{D_i}$	$\vec{\Gamma}_i = 0$	$\frac{\vec{\Gamma}_e}{D_e} T_e > \frac{\vec{\Gamma}_i}{D_i} T_i$	$\frac{\vec{\Gamma}_e}{D_e} T_e < \frac{\vec{\Gamma}_i}{D_i} T_i$
$e\vec{\Gamma}_i (A/cm^2)$	8.29×10^{-3}	1.0×10^{-3}	0	-1.32×10^{-2}	-1.60×10^{-2}
$n_{ME} (cm^{-3})$	6.22×10^{13}	4.51×10^{13}	4.28×10^{13}	1.17×10^{13}	5.23×10^{12}
$V_{SE} (V)$	0.732	0.649	0.635	0.300	0.0913
A	-0.247	0.0942	0.167	8.44	-2.06
$\Delta V p (V)$	-0.136	0.0442	0.0759	1.02	1.81
$V_{ME-c} (V)$	0.595	0.693	0.711	1.32	1.90
J_f (拡散流) (A/cm^2)	13.3	9.14	8.57	1.06	-0.5
J_d (ドリフト流) (A/cm^2)	-3.3	0.86	1.43	8.94	1.05

つぎに、他の条件は一定で、電極間隔のみが変化した場合の状態(1)と(3)の比較を第 5.4.1 図に示す。



第 5.4.1 図 電極間隔の変化に対する状態(1)と状態(3)の比較

第 5.4.1 表および第 5.4.1 図より次のことがわかる。

① Γ_i の場合は、(1)プラズマ両端の密度差がかなり大きく、 $n_{ME}/n_c = 5 \sim 10$ 程度になる。(2)プラズマ両端の電圧降下 ΔV_p は負乃至僅か(0.1V 未満)正の値になる。(3) $M.E$ のシース電圧 V_{SE} は Γ_i の場合より大きい。(4)プラズマ中の電子輸送は拡散流が主役である。一方、 Γ_e の場合は、(1) $M.E$ へのイオン電流が主な Γ_i であり、 Γ_i と Γ_e が逆

向きであるので両端の密度差は少なく， n_{ME}/n_c は 1 前後になる。(2) ΔV_p は正の値で 1 V 以上に達し，熱電子発電器としては非常に大きな内部電圧降下になる。(3) 電子輸送は電界によるドリフト流がほとんどである。

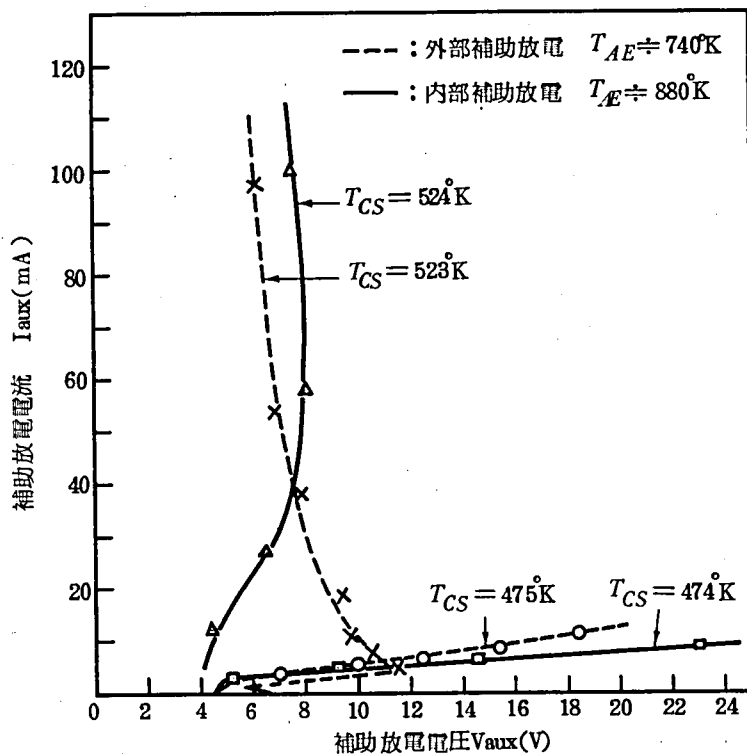
以上より， $M.E$ 表面を基準とした空間内の内部電圧降下 V_{ME-C} が， $\bar{\Gamma}_i$ の場合は $\bar{\Gamma}_i$ のときに比べ約 0.4～1.0 V も大きくなり，もともと出力電圧の小さい熱電子発電器にとって，このことは大きな不利益となる。一方，電流利得の点からは $n_{ME_3} \ll n_{ME_1}$ であるので， $\bar{\Gamma}_i$ の場合は $M.E$ へのイオン損失が少なくてすみ，それ故 $\bar{\Gamma}_i$ の場合より電流利得が増加することになる。しかし，上述の計算例からわかるように，出力電圧が約 0.4～1.0 V も減少することは非常に大きな欠点となるので，電流利得が幾分低下しても $\bar{\Gamma}_i$ ，すなわち $\bar{\Gamma}_i$ と $\bar{\Gamma}_e$ が同方向に流れるよう，従ってイオン発生源を $M.E$ 側に設けることが必要になってくる。

5.5 補助放電特性と電流利得

補助放電法においては，発電器の出力電力に対して放電に要する電力 ($I_{aux} \times V_{aux}$) はできるだけ小さくしなければならない。そのためには飽和出力電流と補助放電電流の比，すなわち電流利得 (I_l/I_{aux}) を大きくすることが必要である。ところが，第 5.2.7 図からわかるように外部放電のときだけでなく，内部放電の場合でも $T_{cs} = 523^\circ K$ のときの電流利得は $475^\circ K$ に比べて非常に低い。この原因は補助放電特性と密接な関係があると考えられるので，以下これについて考察する。

第 5.5.1 図は第 5.2.2 図 (外部放電) および第 5.2.5 図 (内部放電) のときの補助放電特性を示したものである。図のように T_{cs} (Cs の蒸気圧 P_{cs}) によって放電特性が全く異なっている。これは， $T_{cs} = 475^\circ K$ のときは P_{csd} が小さいため，電子の平均自由行程 λ_e が放電開始後生じる補助陰極降下部の厚さ ds (補助エミッタシース部の厚さ) より長くなり，したがって，シース内部での電離はほとんどなく，電離は専ら補助空間のプラズマ中で起こる。これに対して $T_{cs} = 523^\circ K$ のときは P_{csd} が大きいので， $ds > \lambda_e$ となり，シース内部で盛んに電離増殖が行なわれるので図のように低電圧で I_{aux} が急増するものと考えられる。

したがって， $T_{cs} = 475^\circ K$ のときはシース部で加速された電子がプラズマ内を進行中に衝突電離を起こすので，電離場所がプラズマ内に分散し，生じたイオンが直接，



第5.5.1図 補助放電特性

プラズマ密度の増加に寄与する。ところが、 $T_{CS}=523^{\circ}\text{K}$ のときは折角生じたイオンもシース部から直接、補助エミッタに流れてしまい、空間のプラズマ密度増加にあまり役立たない。それ故、空間電荷の中和に有効な補助放電をさせるには $T_{CS}=475^{\circ}\text{K}$ のときのように、放電特性が正特性になるように $Pcsd$ を選ぶ必要がある。

つぎに、 $Pcsd$ がこのように選ばれたときの電流利得を外部補助放電の場合を例にとり検討する。

補助空間におけるイオン発生率および I_{aux} は次式で与えられる。

$$I_i/I_e = S_e d_2 = n_{cs} Q_i d_2 \quad (5.5.1)$$

$$I_{aux} = I_e + I_{i-AE} \quad (5.5.2)$$

ここに、 I_e : A, E からの電子電流、 I_i : 発生イオン電流、 S_e : 電離能率、 Q_i : 電離断面積、 d_2 : 補助空間間隔、 I_{i-AE} : A, E へのイオン損失である。全損失イオン電流は

$$\begin{aligned}
I_i &= I_{i-AE} + I_{i-g_2} + I_{i-ME} + I_{i-g_1} + I_{ic} \\
&= e n_{e_2} \left\{ 0.605 \left(\frac{k T_{e_2}}{m_i} \right)^{1/2} S'_{AE} + \left(\frac{k T_i}{2 \pi m_i} \right)^{1/2} (S_{ME} + \beta_c S_c) + 2 \pi D a (d_2 + \beta_1 d_1) \right\} \\
&\equiv e n_{e_2} \cdot S_v \quad (5.5.3)
\end{aligned}$$

ここに, $I_{i-ME}, I_{ic}: M.E$ およびコレクタへのイオン損失, I_{i-g_2}, I_{i-g_1} : 補助および発電空間から管壁へのイオン損失, $D a \doteq (T_e + T_i) D_i / T_i$: 両極性拡散係数, $n_{e_2} \doteq n_{ME}, \beta_c = n_c / n_{ME}, \beta_1 \doteq (1 + \beta_c) / 2, S'_{AE}: A.E$ シースの表面積である。なお, (5.5.3) 式中の I_{i-AE} の計算には $A.E$ のシース電圧が大きいので浸透効果を考えたイオン電流式を採用した。

$$I_{i-AE} / I_i = 0.605 \left(\frac{k T_{e_2}}{m_i} \right)^{1/2} \frac{S'_{AE}}{S_v} \equiv \alpha_{AE} \quad (5.5.4)$$

とおくと, 上式と (5.5.1) ~ (5.5.3) 式より

$$I_i = \frac{S_e d_2}{1 + \alpha_{AE} S_e d_2} \cdot I_{aux} \quad (5.5.5)$$

$$n_{e_2} = \frac{S_e d_2}{1 + \alpha_{AE} S_e d_2} \cdot \frac{I_{aux}}{e} \cdot S_v^{-1} \quad (5.5.6)$$

を得る。一方, 飽和出力電流 I_ℓ は次式で与えられる。

$$I_\ell = \frac{1}{4} e n_c \bar{v}_e S_c = e n_{e_2} \left(\frac{k T_{e_1}}{2 \pi m_e} \right)^{1/2} \frac{n_c}{n_{e_2}} S_c \quad (5.5.7)$$

したがって, 電流利得は上式に (5.5.6) 式を代入して

$$\frac{I_\ell}{I_{aux}} = \left(\frac{S_e d_2}{1 + \alpha_{AE} S_e d_2} \right) \left(\frac{n_c}{n_{e_2}} \right) \left(\frac{k T_{e_1}}{2 \pi m_e} \right)^{1/2} \frac{S_c}{S_v} \quad (5.5.8)$$

となる。もし, 電極間隔 d_2, d_1 が小さくて管壁へのイオン損失, さらに $I = I_\ell$ でコレクタへのイオン損失が無視できるとすれば

$$S_v \doteq 0.605 \left(\frac{k T_{e_2}}{m_i} \right)^{1/2} S'_{AE} + \left(\frac{k T_i}{2 \pi m_i} \right)^{1/2} S_{ME} \quad (5.5.9)$$

となり, $T_{e_2} \doteq T_{e_1} = T_e$ とすれば, 電流利得は次式のようにになる。

$$\frac{I_\ell}{I_{aux}} \doteq \left(\frac{S_e d_2}{1 + \alpha_{AE} S_e d_2} \right) \left(\frac{n_c}{n_{ME}} \right) \left\{ \frac{(m_i / m_e)^{1/2}}{1.52 (S'_{AE} / S_c) + (T_i / T_e)^{1/2} (S_{ME} / S_c)} \right\} \quad (5.5.10)$$

同様にして，内部補助放電の場合は

$$n_{ME} = \frac{S e d_1}{1 + \alpha_{AE} S e d_1} \cdot \frac{I a u x}{e} S v^{-1} \quad (5.5.11)$$

$$S v \doteq 0.605 \left(\frac{k T e}{m i} \right)^{1/2} \beta_{AE} S'_{AE} + \left(\frac{k T i}{2 \pi m i} \right)^{1/2} S_{ME} \quad (5.5.12)$$

$$\frac{I \ell}{I a u x} \doteq \left(\frac{S e d_1}{1 + \alpha_{AE} S e d_1} \right) \left(\frac{n_c}{n_{ME}} \right) \left\{ \frac{(m i / m_e)^{1/2}}{152 \beta_{AE} (S'_{AE} / S_c) + (T i / T e)^{1/2} (S_{ME} / S_c)} \right\} \quad (5.5.13)$$

となる。ただし， $\beta_{AE} = n_{AE} / n_{ME}$ とおいた。なお，上記の関係式において $S v$ はプラズマ空間からのイオン損失速度を意味し， α_{AE} は全イオン損失のうち A, E への損失割合を表わす。また，(5.5.10)，(5.5.13) 式の右辺第1項目は $I i / I a u x$ に等しく，第2項目は発電空間の両端の密度比，すなわち電子輸送の難易さを表わす。第3項目は $(m i / m_e)^{1/2}$ に比例し， $S v$ の逆数に比例するので，イオン損失の難易さを含んだイオン電流の中和効果を表わしている。

(5.5.6) (5.5.10) 式より，第 5.2.2 図の外部補助放電の場合 ($T c s = 475^\circ K$)，(5.5.11)，(5.5.13) 式より，第 5.2.5 図の内部補助放電の場合 ($T c s = 474^\circ K$) の補助放電によるプラズマ密度，電流利得の計算値と測定値の比較を第 5.1 表に示す。表よりわかるように計算値と測定値は大体一致している。

第 5.5.1 表 補助放電によるプラズマ密度，電流利得の計算値と測定値の比較
($I = I \ell$)

(a) 外部補助放電 $T c s = 475^\circ K$

$$S_{AE} = 1.24 \text{ cm}^2, S_{ME} = 129 \text{ cm}^2, S_c = 3.14 \text{ cm}^2, d_2 = 0.35 \text{ cm}, S v \doteq 392 \times 10^4 \text{ cm}^2 / \text{S}$$

$$\beta_1 \doteq 0.6, \alpha_{AE} \doteq 0.73$$

測定値	$V a u x (v)$	7.0	10	12.5	15.5
	$I a u x (A)$	3.7×10^{-3}	5.5×10^{-3}	7.0×10^{-3}	8.4×10^{-3}
	$n_{e2} (\bar{cm}^{-3})$	1.1×10^{11}	2.8×10^{11}	3.9×10^{11}	5.2×10^{11}
	$I \ell / I a u x$	8.1	22	43	60
計算値	$S e (\bar{cm}^2)$	0.68	0.94	1.02	1.02
	$I i / I a u x$	0.20	0.26	0.29	0.29
	$n_{e2} (\bar{cm}^{-3})$	1.2×10^{11}	2.3×10^{11}	3.2×10^{11}	3.8×10^{11}
	n_c / n_{ME}	0.071	0.11	0.19	0.24
	$I \ell / I a u x$	9.2	19	34	42

(b) 内部補助放電 $Tcs = 474^\circ K$

$$S_{AE} = 0.32 \text{ cm}^2, S_{ME} = 207 \text{ cm}^2, Sc = 3.14 \text{ cm}^2, d_1 = 0.4 \text{ cm}, Sv \div 203 \times 10^4 \text{ cm}^3/S$$

$$\beta_{AE} \div 0.8, \alpha_{AE} \div 0.27$$

測定値	$V_{aux}(v)$	5.2	9.2	14.5	23.0	31.5
	$I_{aux}(A)$	3.0×10^{-3}	4.8×10^{-3}	6.5×10^{-3}	8.8×10^{-3}	1.1×10^{-2}
	$n_{e1}(\text{cm}^{-3})$	1.02×10^{11}	4.2×10^{11}	5.9×10^{11}	6.0×10^{11}	7.0×10^{11}
	$I\ell/I_{aux}$	18	58	79	68	65
計算値	$Se(\text{cm}^{-1})$	0.38	0.94	1.02	0.99	0.95
	Ii/I_{aux}	0.15	0.34	0.37	0.36	0.35
	$n_{e1}(\text{cm}^{-3})$	1.08×10^{11}	4.0×10^{11}	5.9×10^{11}	7.7×10^{11}	9.3×10^{11}
	n_c/n_{ME}	0.12	0.15	0.20	0.23	0.23
	$I\ell/I_{aux}$	20	57	80	89	88

(注) (1) Qi : 文献(46)参照

(2) $S'_{AE} \div S_{AE}$ ($A.E$ の表面積)

(3) Iic は無視した。

なお、外部補助放電と内部補助放電とで電流利得の値にかなりの違いが生じているが（内部が外部の約2倍程度）、この原因は、(1)外部放電と内部放電とでイオン流の方向と大きさに相違があり、それに基づき密度比 n_c/n_{ME} に差を生じる。(2) $A.E$ の表面積 S_{AE} の違いに因るもので、外部の S_{AE} が内部のその約4倍になっている。それ故、外部のときは $A.E$ へのイオン損失分が多く、全体としてのイオン損失速度 Sv が内部のときの約2倍になっているためである。外部放電のときは、内部放電に比べて S_{AE} が幾分大きくなることが予想されるが、上記のような S_{AE} の大幅な違いは必ずしも必要ではない。それ故、外部放電の場合でも、 $A.E$ の表面積をできるだけ小さくするよう十分注意せねばならぬことがわかる。

つぎに、(5.510)式による電流利得の期待値および出力電力に対する放電入力割合を検討すると、 Cs を使用の場合、

$$S_{ME} \div Sc, S'_{AE} \div Sc/10, Te \div 6Ti, n_{cs} \div 3.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}, Qi \div 5 \times 10^{-16} \text{ cm}^3,$$

$$d_2 \div 0.2 \text{ cm}, n_c/n_{ME} \div 1/2 (d_1 = 0.1 \text{ cm}), \text{と仮定すると,}$$

$$Sed_2 = 0.35, 1.52(S'_{AE}/Sc) = 0.15, (Ti/Te)^{1/2}(S_{ME}/Sc) = 0.41, \alpha_{AE} = 0.27$$

故に、 $I\ell/I_{aux} \div 56$ となる。従って、発電器の出力電圧 V と補助放電電圧 V_{aux} の比を $V/V_{aux} \div 1/2$ とすると、出力電力の約18%の放電入力が必要と云うことになる。

しかし、上記の計算は、補助空間内だけでイオンが発生すると考えた場合であるが、実際には $A.E$ からの放出電子は発電空間内にも入射し電離を起こすと考えられる。従って、電流利得が上記の値より増加し、放電入力割合は上記より減少することが予想される。放電形式としては、イオン注入型が理想的であるが、これに類似な構造の外部補助放電型（補助空間で放電が起こってもかまわない）でも、上記の電流利得および電力比で空間電荷を中和し、発電器の出力を改善できることになる。

5.6 結 言

以上、本章では前章と同様、空間電荷の中和と動作温度の低減をはかるため、補助放電を利用した実験を行ない、中和効果に基づく発電器の出力電流改善の状態を調べさらに動作特性の解析を行ない、プラズマ中の電子輸送を考察し、有効な補助放電法について論じたが、その要点をまとめると、次のとおりである。

(1) 主エミッタ温度が 1200°K の低温で、わずかな補助放電電流によって、電極間空間はプラズマ化され大幅な出力電流の改善が得られた。電流利得は外部放電で約70 内部放電では約80 に達した。

(2) 本実験における外部補助放電の場合は、電流改善におよぼす C_s 圧力の影響が特に大きく、その原因は圧力の上昇によって C_s イオンの拡散が困難となるので電流改善がほとんどできないことになる。このような欠点は補助エミッタを発電空間内に設けた内部補助放電形式の採用によって、一応解消できる。しかし、内部放電の場合でも、圧力が高くなると本節の(5)に述べる理由により電流利得が低下する。

(3) 発電空間のプラズマ密度分布、電位分布を考慮して発電器の $I-V$ 特性に関する解析を行ない、特性曲線の理論値と測定値の一致が得られ、本実験における発電空間内の電子輸送は密度差に基づく拡散流が主役であることがわかった。

(4) イオン流の方向によって発電空間内の電子輸送状態が大きく異なることがわかった。すなわち、イオンと電子の流れが同方向のときは電流は拡散によって流れ、イオンと電子の流れが逆向きのときは電流は電界によるドリフトによって流れる。一定の出力電流に対して、前者（拡散流）の場合はプラズマ両端の密度差が大きく、電流利得が幾分低下するが、発電器の内部電圧降下は比較的小さい。一方、後者（ドリフト流）の場合は密度差は少なく、電流利得は大きい、内部電圧降下が前者より約0.4

～1Vも大きくなり，もともと出力電圧の小さい熱電子発電器にとって，このことは大きな欠点となる。それ故，イオン流と電子流が同方向になるようにイオン発生源を主エミッタ側に設ける必要がある。

(5) 電流利得を表わす理論式を導出し，計算値と測定値は大体一致した。電流利得を高めるためには，補助放電特性が正特性になる（補助エミッタシースで加速された電子により空間内の至る所で電離が起こる）ように P_{csd} を選ぶ必要があり， P_{csd} が大きすぎると一定の放電電圧で放電電流が急増し（補助エミッタシース内で盛んに電離増殖が起こる），このようなときは折角生じたイオンが直接補助エミッタに流れて，空間電荷の中和に役立たず，電流利得が低くなることがわかった。また，全イオン損失のうち補助エミッタへの損失分が主エミッタへの損失分に比べ十分小さくなるように補助電極の大きさを考慮する必要がある。

(6) 上記の(2)および(5)からわかるように，封入気体の圧力の影響には2種の要因があり，その第一は圧力が上昇すると発電空間へのイオンの拡散が困難になることであり，第二は圧力が高すぎると補助エミッタへのイオン損失分が増大し，空間のプラズマ密度の増加に役立たなくなることである。

(7) 放電形式としてはイオン注入型が理想的であるが，これに類似な構造の外部補助放電型でも C_s を使用の場合，電流利得は60以上が期待でき，出力電力の約18%以内の放電電力で発電器の出力改善ができる見通しである。

第6章 熱陰極シースの解析 I

(ダブルシース, イオンシースの場合)

前章で述べたように、補助放電法の主エミッタおよび補助エミッタ近傍には薄い空間電荷層（シース）が生じており、このシース部の電圧・電位分布・長さ等のシース構造が発電器の補助放電電流、出力電流に大きく影響している。

一般に、低気圧の熱陰極放電においても放電電流の大きさによって、構造の異なるシースが陰極の前面に生じ、しかもこのシース部が放電維持の重要な役割を果たしている。

本章では、熱電子発電器の出力電流とエミッタシース構造の関係を明らかにするため、数年前 Crawford らが提案した簡単なシースモデルを基礎とし、⁴⁷⁾ 著者らの工夫した解析法を述べる。⁴⁸⁾ この解析法によりダブルシース、イオンシース、準イオンシース等のシース構造とその成立条件を明らかにした。著者らの解析法は、シース電位およびシース長の正規化の方法、重要なパラメータ $\vartheta \equiv J_b/J_{b0}$ の導入、ランダム電子のシース内における通り抜けあるいは後戻りの影響の考慮等、シース電流（出力電流）とシース構造の関係の解析に有効な方法と考えられる。

6.1 熱陰極シースの解析

6.1.1 シースの理想化モデル

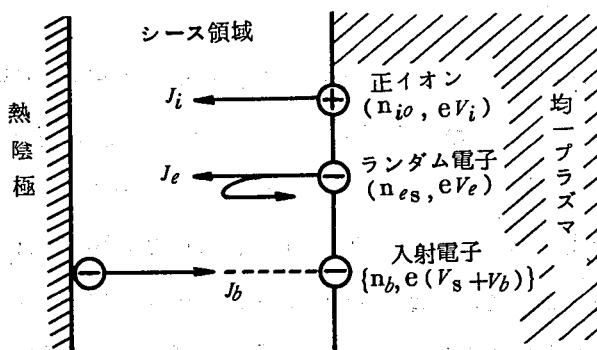
熱陰極とプラズマとの境界のシース領域を第 6.1.1 図のように仮定し、シース域は直ちに均一プラズマに接続し、中間の転移域は考えない。

- (1) 平行平板電極
- (2) シース内では粒子間の衝突はない。
- (3) 熱電子の初速度に起因して陰極面近傍に生じる電位の谷の影響は考えず、第 6.1.2 図のように電位の谷を仮想陰極面とする。

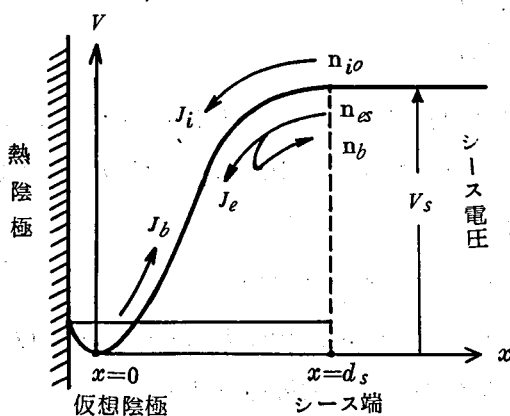
(4) プラズマに入射する熱電子の x 方向の初期エネルギーを $eV_b = kT_e$ (T_e : 陰極温度) とし、エネルギー分布は考えない。入射電子のシース端における密度を n_b とする。

(5) 均一プラズマ中のランダム電子のシース端における密度を n_{es} ，電子温度を $kT_e = eV_e$ とし，シース内での速度分布は *halfmaxwell* 分布とする。このランダム電子はシース電界により減速されるので，陰極方向の初期エネルギーが eV_s (V_s ：シース電圧) 未満の電子は熱陰極に到達できずシース内を後戻りする。したがって，シース内のランダム電子密度には，この後戻りの電子密度をも考慮する。

(6) プラズマからシースへ向うイオンのシース端における密度を n_{io} とし，イオンはすべて陰極方向のドリフト速度を有し，その初期エネルギーを eV_i とする。



第 6.1.1 図 熱陰極シースの理想化モデル



第 6.1.2 図 ダブルシース内の電位分布

6.1.2 ダブルシースモデル

第 6.1.2 図は、ダブルシース内の電位分布を示す。このときの境界条件を仮想陰極面 $x=0$ で $V=0$, $dV/dx=0$, シース端 $x=ds$ では $V=V_s$, $dV/dx=0$, 電荷密度 $\epsilon=0$ とする。

(a) シース内の *Poisson* 方程式

シース内の任意の点 (x, V) における *Poisson* 方程式 (*M.K.S* 単位) は

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} \{n_b(x) + n_e(x) - n_i(x)\} \quad (6.1.1)$$

ここで, $n_b(x)$: 熱陰極からの入射電子密度, $n_e(x)$: プラズマからのランダム電子密度, $n_i(x)$: プラズマからのイオン密度である。

$n_b(x)$, $n_i(x)$ は電流の連続とエネルギー保存則より

$$n_b(x) = J_b/e \left\{ \frac{2e(V+V_b)}{m_e} \right\}^{1/2} \quad (6.1.2)$$

$$n_i(x) = J_i/e \left\{ \frac{2e(V_s+V_i-V)}{m_i} \right\}^{1/2} \quad (6.1.3)$$

となる。ここで, J_b : 熱陰極からプラズマへの入射電子電流密度, J_i : プラズマから熱陰極へのイオン電流密度である。 $n_e(x)$ については, 次のように x 点を陰極方向 ($-x$ 方向) に前進する成分と, 後戻りする成分とに分けて考える。

ダブルシースのシース端におけるランダム電子を, いま仮りに密度が n_{e0} , 電子温度は T_e で, 速度は *maxwell* 分布をもつとすると, シース端において $-x$ 方向の初速度が v_0 と v_0+dv_0 の間にあるランダム電子数は, 単位体積あたり

$$dn(ds, v_0) = n_{e0} \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} \cdot \exp \left(-\frac{m_e v_0^2}{2k T_e} \right) \cdot dv_0 \quad (6.1.4)$$

これによる電流密度は

$$dJ(ds, v_0) = e v_0 \cdot dn(ds, v_0) \quad (6.1.5)$$

となる。つぎに, 初速度 v_0 の電子の点 (x, V) における速度を v_x とすると

$$v_x^2 = v_0^2 - \frac{2e}{m_e} (V_s - V) \quad \therefore v_x dv_x = v_0 dv_0 \quad (6.1.6)$$

となる。また、 x 点を速度 v_x で $-x$ 方向に通過する電流密度およびそれによる電子密度は、電流の連続性より

$$dJ(x, v_x) = ev_x \cdot dn(x, v_x) = dJ(ds, v_o) \quad (6.1.7)$$

$$\begin{aligned} \therefore dn(x, v_x) &= \frac{dJ(x, v_x)}{ev_x} = \frac{dJ(ds, v_o)}{ev_x} = n_{eo} \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{1/2} \cdot \exp\left\{ -\frac{e(V_s - V)}{kT_e} \right\} \\ &\quad \cdot \exp\left(-\frac{m_e v_x^2}{2kT_e} \right) \cdot dv_x \end{aligned} \quad (6.1.8)$$

従って、 $-x$ 方向に前進する電子の x 点における密度を $n_{ef}(x)$ とすると

$$n_{ef}(x) = \int_{v_x=0}^{\infty} dn(x, v_x) = \frac{1}{2} n_{eo} \cdot \exp\left\{ -\frac{e(V_s - V)}{kT_e} \right\} \quad (6.1.9)$$

一方、 x 方向に後戻りするランダム電子の x 点における密度を $n_{eb}(x)$ と表わすと、往きの電子速度と戻りの速度は等しく、速度分布は 0 から、 V によって定まる或る有限値までとなるので、

$$n_{eb}(x) = \int_{v_x=0}^{v_f} dn(x, v_x) = \frac{1}{2} n_{eo} \cdot \exp\left\{ -\frac{e(V_s - V)}{kT_e} \right\} \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{eV}{kT_e}\right)^{1/2} \quad (6.1.10)$$

$$\text{ここに, } v_f = \left(\frac{2eV}{m_e} \right)^{1/2}, \quad \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$$

従って、 x 点におけるランダム電子密度は

$$n_e(x) = n_{ef}(x) + n_{eb}(x) = \frac{1}{2} n_{eo} \exp\left\{ -\frac{e(V_s - V)}{kT_e} \right\} \cdot \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{eV}{kT_e}\right)^{1/2} \right\} \quad (6.1.11)$$

となる。上式よりシース端 $V = V_s$ におけるランダム電子密度は

$$n_e(x)_{x=d_s} = \frac{1}{2} n_{eo} \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{eV_s}{kT_e}\right)^{1/2} \right\}$$

となるので、これを n_{es} と表わすと

$$n_{es} = \sigma n_{eo}, \quad \sigma \equiv \frac{1}{2} \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{eV_s}{kT_e}\right)^{1/2} \right\} \quad (6.1.12)$$

上式において、 n_{eo} は eV_s/kT_e が大きいためにシースを通り抜けて陰極に達するラン

ダム電子がほとんどなく，すべての電子がシース内を後戻りする場合はシース端におけるランダム電子密度を意味し， n_{es} は eV_s/kT_e が小さいためにシース内の通り抜けがある場合のシース端密度であり， σ は n_{es} と n_{eo} の比を表わすことになる。従って (6.1.11) 式の $n_e(x)$ を n_{es} で表わすと

$$n_e(x) = \frac{1}{2} \frac{n_{es}}{\sigma} \cdot \exp \left\{ -\frac{e(V_s - V)}{kT_e} \right\} \cdot \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(\frac{eV}{kT_e} \right)^{1/2} \right\} \quad (6.1.11')$$

となる。この結果は平衡状態にあるときに Boltzmann 則より求まる $n_e(x)$

$$n_e(x) = n_{eo} \exp \left\{ -\frac{e(V_s - V)}{kT_e} \right\} \quad (6.1.13)$$

に比べて， $\{ 1 + \operatorname{erf}(eV/kT_e)^{1/2} \} / 2$ 倍になっている。

(6.1.2)，(6.1.3)，(6.1.11') 式を (6.1.1) 式に代入し，下記の正規化を行なうと Poisson 方程式は (6.1.15) 式のようにになる。

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \frac{V}{V_s}, \quad \phi_i = \frac{V_i}{V_s}, \quad \phi_e = \frac{kT_e}{eV_s}, \quad \phi_b = \frac{kT_e}{eV_s} \\ \lambda &= \frac{x}{d_s}, \quad \nu_i = \frac{J_i}{J_b} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2}, \quad \nu = \frac{n_{eo}}{n_b} = \frac{n_{es}}{\sigma n_b} \end{aligned} \right\} \quad (6.1.14)$$

$$\frac{d^2 \phi}{d\lambda^2} = \frac{4}{9} \varphi \left[(\phi + \phi_b)^{-1/2} - \nu_i (1 + \phi_i - \phi)^{-1/2} + \frac{\nu_{er}}{2} \exp(\phi/\phi_e) \cdot \{ 1 + \operatorname{erf}(\phi/\phi_e)^{1/2} \} \right] \quad (6.1.15)$$

ここに

$$J_{er} = e \frac{n_{es}}{\sigma} \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} : \text{シース端におけるランダム電子電流密度} \quad (6.1.16)$$

$$\nu_{er} = \frac{J_{er}}{J_b} \left(\frac{4\pi}{\phi_e} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{1}{\phi_e} \right) \quad (6.1.17)$$

$$J_{bo} = 2.33 \times 10^{-6} \frac{V_s^{3/2}}{d_s^2} : \text{シース部が入射電子のみの単一空間電荷電導のとき}$$

$$\text{の電流—電圧式 (Langmuir-child の } 3/2 \text{ 乗則)} \quad (6.1.18)$$

$$\varphi \equiv J_b / J_{bo} \quad (6.1.19)$$

である。さらにシース端において電荷密度 $\rho = 0$ の条件より

$$n_{io} = n_b + n_{es} = n_b (1 + \sigma \nu) \quad (6.1.20)$$

$$\nu_i = (1 + \sigma \nu) \left(\frac{\phi_i}{1 + \phi_b} \right)^{1/2} \quad (6.1.21)$$

$$\nu_{er} = \nu (1 + \phi_b)^{-1/2} \exp(-1/\phi_e) \quad (6.1.22)$$

となる。

(6.1.15) 式を $(d\phi/d\lambda)_{\lambda=0} = 0$ で積分すると、次の電界式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{d\lambda} &= \frac{4}{3} g^{1/2} \left[(\phi + \phi_b)^{1/2} - \phi_b^{1/2} - \nu_i \left\{ (1 + \phi_i)^{1/2} - (1 + \phi_i - \phi)^{1/2} \right\} + \frac{\nu_{er}}{4} \phi_e \cdot \right. \\ &\quad \left. \left[\exp\left(\frac{\phi}{\phi_e}\right) \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\phi}{\phi_e}\right)^{1/2} \right\} - \left\{ 1 + 2\left(\frac{\phi}{\pi\phi_e}\right)^{1/2} \right\} \right] \right]^{1/2} \\ &= \frac{4}{3} g^{1/2} \{y(\phi)\}^{1/2} \end{aligned} \quad (6.1.23)$$

Crawford らの解析法は、電位 V を電子温度 V_e で、長さ x を Debye 長 λ_D で正規化しているが、著者らは (6.1.14) 式に示すように、 V をシース電圧 V_s で x をシース長 d_s で正規化を行ない、それに伴って重要なパラメータ g を導入した。さらに、ランダム電子のシース内における通り抜けあるいは後戻りの影響をも考慮したことが Crawford らと異なる点である。また著者らの解析法には次のような利点がある。(6.1.18) (6.1.19) 式より

$$J_b = 2.33 \times 10^{-6} \cdot \frac{V_s^{3/2}}{d_s^2} \cdot g \quad (6.1.24)$$

なる関係が得られ、上式は熱陰極シース部の空間電荷電導を g の導入によって $3/2$ 乗則で表わしたものであり、入射電子流 (≡ シース電流) ・ シース電圧 ・ シース長の相互関係が周知の法則式を利用して簡潔に求まる利点がある。一方、Crawford らの解析法では、このような基本量の相互関係を一つの式では表現できず、式が二つ必要になり、しかも間接的な表現 (正規化式) になる。パラメータ g は物理的にも重要な意味を有し、特にシース長の評価と密接な関係があるので、 g の数値計算に際しては十分な考慮が必要である。これについては 6.4 に後述する。

(b) シースの境界および単調増加条件

シースの境界および単調増加条件よりイオンの初期エネルギー ϕ_i に対して、次の制約が生じる。

境界条件 $(d\phi/d\lambda)_{\phi=1} = 0$ より

$$\phi_i = \frac{\{(1+\phi_b)^{1/2} \Phi_b + \nu \delta\}^2}{1 + \sigma \nu} \cdot \frac{1}{(1 + \sigma \nu) - 2\{(1+\phi_b)^{1/2} \Phi_b + \nu \delta\}} \quad (6.1.25)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここに } \Phi_b &\equiv (1 + \phi_b)^{1/2} - \phi_b^{1/2} \\ \delta &\equiv \frac{\phi_e}{2} \left[\sigma - \left\{ \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{\pi \phi_e} \right)^{1/2} \right\} \cdot \exp \left(-\frac{1}{\phi_e} \right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (6.1.26)$$

次にシース電位の単調増加条件としては、(6.1.23)式において $y(\phi)$ が $\phi=1$ で極小となる条件を求めればよい。この条件は

$$\phi_i \geq (1 + \sigma \nu) / \left(\theta \frac{\nu}{\phi_e} - \frac{1}{1 + \phi_b} \right) \quad (6.1.27)$$

$$\theta \equiv 2\sigma + \left(\frac{\phi_e}{\pi} \right)^{1/2} \cdot \exp \left(-\frac{1}{\phi_e} \right) \quad (6.1.28)$$

となる。(6.1.27)式によって ϕ_i の下限値が規定される。

(c) $\mathcal{S} \equiv J_b / J_{bo}$ の値とシース長

本解析法において重要なパラメータである \mathcal{S} の値は、(6.1.23)式で $\lambda=1$ のとき $\phi=1$ になることから次の式で求められる。

$$\mathcal{S}^{1/2} = \frac{3}{4} \int_0^1 \{y(\phi)\}^{-1/2} d\phi \quad (6.1.29)$$

ただし $\{y(\phi)\}_{\phi=0}^{-1/2} = \{y(\phi)\}_{\phi=1}^{-1/2} = \infty$ となる。

シース長 d_s は(6.1.16)、(6.1.24)式より次の式となる。

$$d_s^2 = 2.33 \times 10^{-6} \nu_s^{3/2} \cdot \frac{\mathcal{S}}{J_b} \quad (6.1.24)$$

$$d_s^2 = 9.367 \times 10^9 \nu_s^{3/2} \cdot \frac{\mathcal{S}}{\eta_b} \cdot T_e^{-1/2} \cdot \left(\frac{n_{es}}{\sigma} \right)^{-1} \quad (6.1.30)$$

(6.1.30)式は(6.1.24)式にシース端のプラズマ量を導入したもので、シース部

の全基本量 $\gamma_b = J_b / J_{er}$, V_s , d_s , T_e , n_{es} 間の相互関係を表わす式である。

(d) シース電流 J

シース内の正味の電流密度 J は (6.1.14), (6.1.17), (6.1.21), (6.1.22) 式より

$$\begin{aligned} J &= J_b + J_i - J_{er} \exp(-eV_s/kT_e) \\ &= J_{er} \left\{ \frac{1}{\nu} \left(\frac{4\pi}{\phi_e} \right)^{1/2} (1+\phi_b)^{1/2} + \left(\sigma + \frac{1}{\nu} \right) \left(\frac{4\pi\phi_i}{\phi_e} \right)^{1/2} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} - \exp(-1/\phi_e) \right\} \\ &\equiv J_{er} (\gamma_b + \gamma_i - \gamma_e) = \gamma J_{er} \end{aligned} \quad (6.1.31)$$

となる。

(e) ダブルシースの動作範囲

シース領域内に単調なダブルシースを維持するためには、イオンの初期エネルギー ϕ_i に関する境界条件 (6.1.25) 式と単調増加条件 (6.1.27) 式の両式を満足する必要がある、両式より ϕ_i を消去すると、次のような ν の 2 次不等式を得る。

$$\begin{aligned} f(\nu) &= \nu^2 (\sigma^3 \phi_e - 2\delta\sigma^2 \phi_e - \theta\delta^2) + \nu \{ (2 - \Phi_b^2) \sigma^2 \phi_e - 4\delta\sigma\phi_e - (1 + \Phi_b^2) \theta\delta \\ &\quad + \frac{\phi_e}{1+\phi_b} \delta^2 \} + \{ (1 - 2\Phi_b^2) \sigma\phi_e - \theta\Phi_b^2 (1 + \phi_b) - 2\delta\phi_e \left(\frac{\phi_b}{1+\phi_b} \right)^{1/2} \} \leq 0 \end{aligned} \quad (6.1.32)$$

上式から ν の許容範囲がきまり、この ν を (6.1.25) 式に代入すれば ϕ_i が求まる。

ここで、シースの動作状態を次の 2 種類に分ける。

モード A : ν が (6.1.32) 式の根の値、すなわち ν の上限値 (νdu) のときで、このときの ϕ_i は (6.1.27) 式よりわかるように ϕ_i の下限値になる。

モード B : ν が νdu より小さく、従って ϕ_i が下限値より大きなエネルギーで動作する場合。

モード A のときは ϕ_e , ϕ_b の値だけが既知であれば、 ν , ϕ_i その他ダブルシースの構造に関するすべての量が一意的に求まる。

(f) モード B のときの ν の計算

シース電流は測定が容易であるので、このモードのときは (6.1.25), (6.1.31) 式より ϕ_i を消去すると、

$$\nu^3 \{ B^2 (\sigma - 2\delta) - \sigma MC^2 \delta^2 \} - \nu^2 \{ B^2 \Phi_b^2 + 2BCD(\sigma - 2\delta) + MC^2 \delta(\delta + 2\sigma D\Phi_b) \}$$

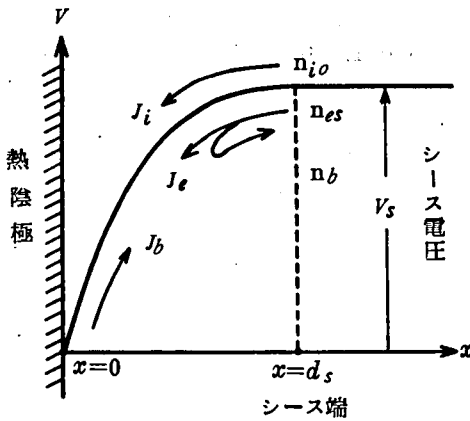
$$+ \nu CD \{ 2B \Phi_b^2 + CD (\sigma - 2\delta) - MC \Phi_b (\sigma D \Phi_b + 2\delta) \} - C^2 D^2 \Phi_b^2 (1+M) = 0 \quad (6.1.33)$$

となる。ここに、 $B \equiv \gamma + \exp(-1/\phi_e)$ 、 $C \equiv (4\pi/\phi_e)^{1/2}$ 、 $D \equiv (1+\phi_b)^{1/2}$ 、 $M \equiv m_e/m_i$ である。従って、モード B のときは ϕ_e 、 ϕ_b 、 γ がわかれば、(6.1.33) 式より ν が計算でき ϕ_i その他すべてが求まる。

6.1.3 イオンシースモデル

熱陰極の陰極温度が低くなり、熱電子放出が減少するに従って陰極近傍の電子シースが薄くなり、遂にはシース領域全体がイオン過剰となることが予想される。このときの電位分布は第 6.1.3 図のようになり、陰極面上の電界は放出電子を加速し、従って電流は空間電荷制限をうけず、放出電子はすべてプラズマに入射する。以下、このようなイオンシース状態の解析をダブルシースとの相違点を主に行なう。

この場合の境界条件は、 $x=0$ で $V=0$ 、 $dV/dx > 0$ 、 $\rho \geq 0$ 、 $x=d_s$ で $V=V_s$ 、 $dV/dx=0$ 、 $\rho=0$ となる



(a) ダブルシースとの相違点

6.1.2 項の (6.1.1) ~ (6.1.22) 式まではイオンシースのときも全く同じで、そのまま成立し、(6.1.15) 式を境界条件 $(d\phi/d\lambda)_{\phi=1}=0$ で積分すると、

第 6.1.3 図 イオンシース内の電位分布

$$\frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{4}{3} g^{1/2} \left[(\phi + \phi_b)^{1/2} - (1 + \phi_b)^{1/2} + \nu_i \{ (1 + \phi_i - \phi)^{1/2} - \phi_i^{1/2} \} + \frac{\nu_{er}}{4} \phi_e \cdot \right]$$

$$\left[\exp\left(\frac{\phi}{\phi_e}\right) \cdot \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\phi}{\phi_e}\right)^{1/2} \right\} - \exp\left(\frac{1}{\phi_e}\right) \cdot \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{1}{\phi_e}\right)^{1/2} \right\} \right. \\ \left. - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left\{ \left(\frac{\phi}{\phi_e}\right)^{1/2} - \left(\frac{1}{\phi_e}\right)^{1/2} \right\} \right] = \frac{4}{3} g^{1/2} \{ j(\phi) \}^{1/2} \quad (6.1.23a)$$

次に陰極面上の密度条件 $(\rho)_{\phi=0} \geq 0$ より ϕ_i に対する制約を求めると

$$\phi_i \geq \frac{\left\{ (1+1/\phi_b)^{1/2} + \frac{1}{2} \nu \cdot \exp(-1/\phi_e) \right\}^2}{(1+\sigma\nu)^2 - \left\{ (1+1/\phi_b)^{1/2} + \frac{1}{2} \nu \cdot \exp(-1/\phi_e) \right\}^2} \quad (6.1.25a)$$

一方、シース電位の単調増加条件については $\{y(\phi)\}_{\phi=1} = \{j(\phi)\}_{\phi=1} = 0$,

$dy(\phi)/d\phi = dj(\phi)/d\phi$ となるので、ダブルシースのときと全く同じになり、 ϕ_i に対する制約も (6.1.27) 式と同一である。

g については

$$g^{1/2} = \frac{3}{4} \int_0^1 \{j(\phi)\}^{-1/2} d\phi \quad (6.1.29a)$$

で求められる。ただし、 $\{j(\phi)\}_{\phi=1}^{-1/2} = \infty$ となる。

シース長 d_s 、シース電流 J は (6.1.24), (6.1.30), (6.1.31) 式が夫々そのまま適用できる。

(b) イオンシースの動作範囲

密度条件および単調増加条件からの制約、(6.1.25a) 式と (6.1.27) 式より、陰極面上の密度がイオン過剰で単調なシースを維持するためには、 ν は次のようになる。

$$\nu^2 \left\{ \sigma^3 - \frac{1}{4} \left(\sigma + \frac{\theta}{\phi_e} \right) \cdot \exp\left(\frac{-2}{\phi_e}\right) \right\} + \nu \left\{ 3\sigma^2 - \left(\sigma + \frac{\theta}{\phi_e} \right) \left(1 + \frac{1}{\phi_b} \right)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{1}{\phi_e}\right) \right. \\ \left. - \frac{1}{4} \left(\frac{\phi_b}{1+\phi_b} \right) \cdot \exp\left(-\frac{2}{\phi_e}\right) \right\} - \left\{ \frac{1}{\phi_b} \left(\sigma + \frac{\theta}{\phi_e} \right) + \left(\frac{\theta}{\phi_e} - 2\sigma \right) + \left(\frac{\phi_b}{1+\phi_b} \right)^{1/2} \right. \\ \left. \cdot \exp\left(-\frac{1}{\phi_e}\right) \right\} \geq 0 \quad (6.1.32a)$$

モード A: ν が (6.1.32a) 式の根の値、すなわち ν の下限値 (ν_{il}) のときで、このとき $(\rho)_{\lambda=0} = 0$ となる。

モード B : ν が ν_{il} より大きいときで, $(\rho)_{\lambda=0} > 0$ となる。

モード B のときの ν は, (6.1.27) 式 (ただし等号) と (6.1.31) 式より

$$\begin{aligned} & \nu^3 \left(\frac{\theta}{2} B^2 - 2\pi\sigma^3 M \right) - \nu^2 \left(\theta BCD + \frac{\phi_e}{2} \frac{B^2}{D^2} + 6\pi\sigma^2 M \right) \\ & + \nu \left\{ \frac{\theta}{2} C^2 D^2 + \frac{BC}{D} \phi_e - 6\pi\sigma M \right\} - 2\pi(1+M) = 0 \end{aligned} \quad (6.1.33a)$$

となり, ϕ_e, ϕ_b, γ が既知であれば ν, ϕ_i その他すべてが求まる。なお, イオンシースのときは ν に上限値はなく, $\nu \rightarrow \infty$ になると (6.1.27) 式より $\phi_i/\phi_e \rightarrow \sigma/\theta$ となり, これは *Cold Probe* のイオンシースおよび *wall Sheath* に対する *Bohm's criterion* と ϕ_e の小さいときは一致するが, ϕ_e が大きくなると少しはずれてくる。(第6.2.2 図参照)。

6.1.4 準イオンシース ($\nu_{du} < \nu < \nu_{il}$ の場合)

ν の値がダブルシースのモード A とイオンシースのモード A の中間にあるときのシース状態を調べる。6.1.3 項のイオンシースモデルにおいて, 陰極面上の境界条件として $(\rho)_{\lambda=0} \geq 0$ の代りに, もしも $(d\phi/d\lambda)_{\phi=0} \geq 0$ とすれば ϕ_i に対する制約は (6.1.23a) 式より

$$\phi_i \geq \frac{\{(1+\phi_b)^{1/2} \Phi_b + \nu\delta\}^2}{1+\sigma\nu} \cdot \frac{1}{(1+\sigma\nu) - 2\{(1+\phi_b)^{1/2} \Phi_b + \nu\delta\}} \quad (6.1.34)$$

となり, 上式はダブルシースのときの (6.1.25) 式と同一式で, ただ不等号の有無だけが異なる。この場合の ν に対する条件式は (6.1.34) 式と (6.1.27) 式より

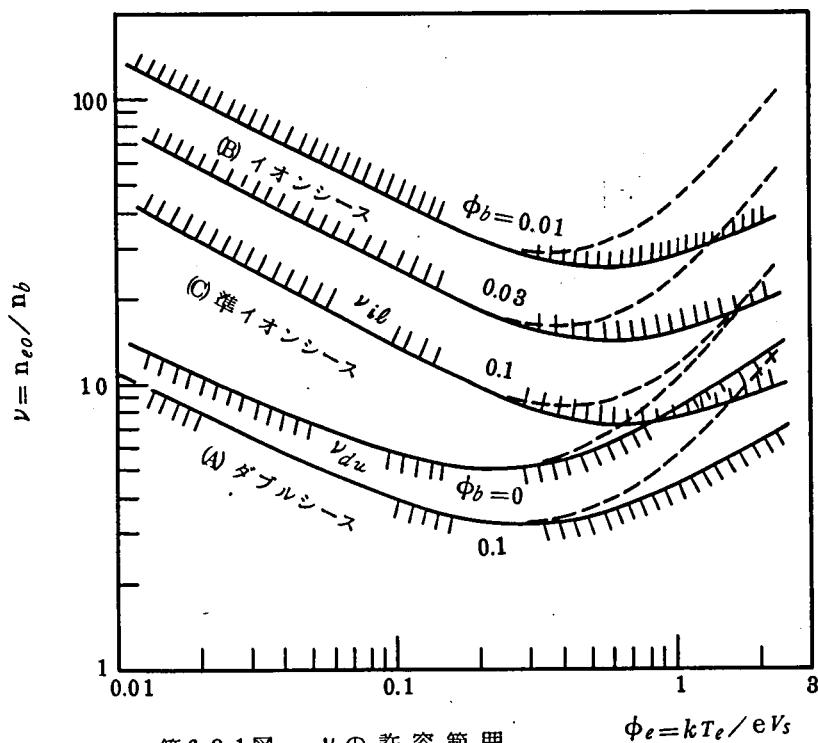
$$f(\nu) \geq 0 \quad (6.1.35)$$

となり, (6.1.32) 式に比べて不等号の向きが逆になっており, 故に ν の許容範囲は $\nu > \nu_{du}$ となる。従って, $\nu_{du} < \nu < \nu_{il}$ の場合は, ダブルシースモデルでは ν が大きすぎて単調なシースとならず, イオンシースモデルでは密度条件を満足せず $(\rho)_{\lambda=0} < 0$ となるが, 陰極面上の電界は $(d\phi/d\lambda)_{\phi=0} > 0$ となる。すなわち電荷密度の点では電子シースの厚さが非常に薄いダブルシースであるが, 電界分布の点ではイオンシースに近い。本章では ν がこのような範囲内のときのシース状態を仮りに準イオン

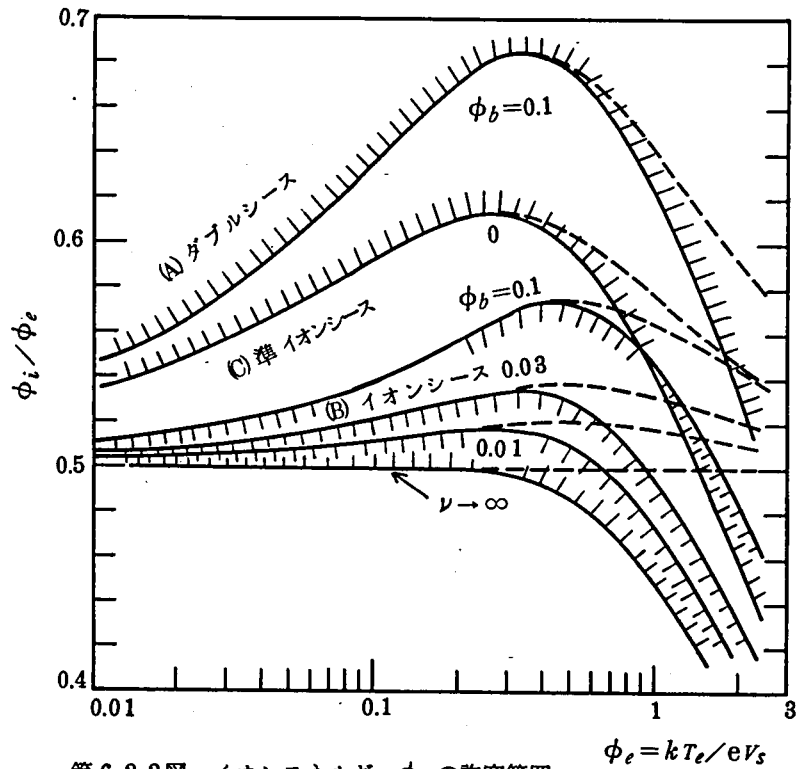
シースと呼ぶことにする。

6.2 各種シースの動作域

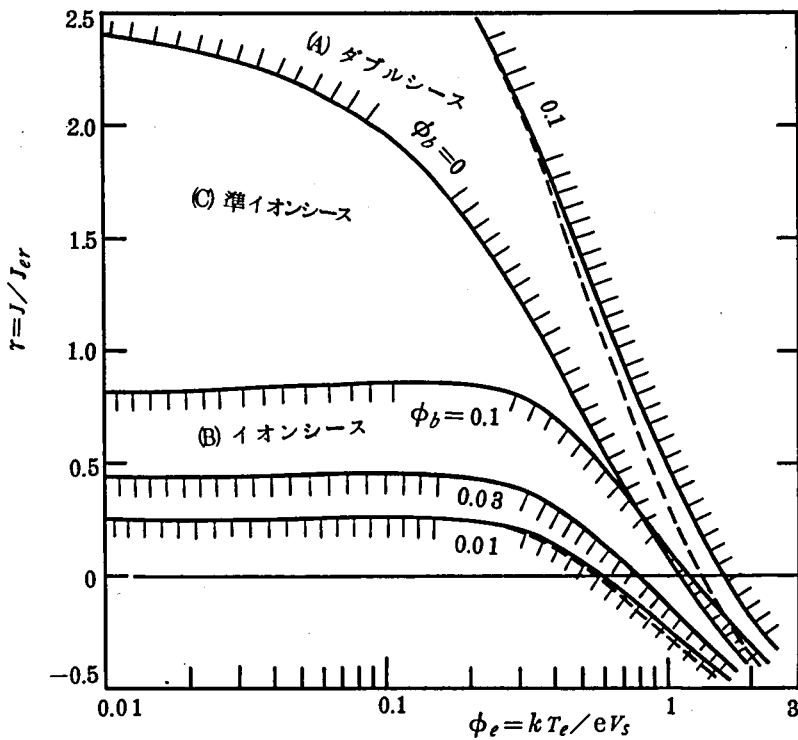
前節の理論式の数値計算を C_s プラズマを例として行ない、それぞれのシースの動作範囲を求めた。第 6.2.1 図は (6.1.32) 式によるダブルシースの ν の上限値および (6.1.32a) 式によるイオンシースの ν の下限値と ϕ_e の関係を示す。また、第 6.2.2 図は第 6.2.1 図の ν に対応するイオンエネルギー ϕ_i の下限値あるいは上限値を (6.1.27) 式より計算し、 ϕ_i/ϕ_e の形で示したものである。同様にし、第 6.2.3 図は (6.1.31) 式よりシース電流の下限値、上限値と ϕ_e の関係を示す。なお、図中の破線はシース内のランダム電子密度 $n_e(x)$ が (6.1.13) 式の、*Boltzmann* 則に従うものと考えた場合を示す。



第6.2.1図 ν の許容範囲



第 6.2.2 図 イオンエネルギー ϕ_i の許容範囲



第 6.2.3 図 シース電流 γ の許容範囲

これらの図において、 ν , ϕ_i/ϕ_e , γ が領域 (4) 内にあれば陰極シースはダブルシースとなり、(B)内にあればイオンシース、(4)(B)の間の場合は準イオンシースとなる。従って、これらより陰極シースの種類とその許容範囲が明らかになる。

これら3つの図における ν , ϕ_i/ϕ_e , γ と ϕ_e の関係の概略的な説明を、まずダブルシースについて行なう。いま、シース端におけるランダム電子温度 V_e 、密度 n_{e0} を一定(すなわち $J_{er} \propto n_{e0} V_e^{1/2} = \text{一定}$)とし、シース電圧 V_s が変化したとして考察を進める。イオン電流 J_i は(6.1.31)式からわかるように J_{er} に比べて非常に小さく、 C_s の場合 $\phi_e = 0.01 \sim 2$ の範囲で、 $\gamma_i = J_i/J_{er} \doteq 0.6 \sim 0.7\%$ 程度となり電流としての影響は無視できる。一方、プラズマからのランダム電子電流は V_s に対し指数関数的に増減し、 $\phi_e > 0.2$ の範囲でその影響が現われる。従って、 $\phi_e < 0.2$ のときは $\gamma \doteq \gamma_b$ 、 $\phi_e > 0.2$ では $\gamma \doteq \gamma_b - \gamma_e$ となる。さらに ϕ_e を次のように分けて考える。

(1) $\phi_e < 0.05$

V_s を充分大きな値($\phi_e \ll 1$)から減少させていくと、もしシース長 d_s や g が一定ならば $J_b \propto V_s^{3/2} \cdot g/d_s^2$ に従って J_b が減少する筈であるが、 V_s の減少に従ってシース長も減少し(第6.4.4図参照)、 V_s と d_s が相殺的に作用して結果的には J_b の減少が抑制され、 ϕ_e が増しても J_b の減少は少ない。

いま、 $J_b \doteq \text{一定}$ とすれば $J_b \propto n_b v_b \propto n_b V_s^{1/2}$, $\therefore n_b \propto V_s^{-1/2}$, $\nu = n_{e0}/n_b \propto V_s^{1/2} \propto \phi_e^{-1/2}$ となり、 ϕ_e が増加すると ν は減少する。さらに、第6.4.1図より $g \propto \phi_e^{1/2} \propto V_s^{-1/2}$ である。故に(6.1.24)式より $d_s^2 \propto V_s^{3/2} \cdot g/J_b \propto V_s$ となる。すなわち、シース長 d_s はシース電圧 V_s の平方根にほぼ比例する。

(2) $0.1 < \phi_e < 0.3$

この範囲内では V_s の増減に対してシース長はほとんど変化しない。(第6.4.4図参照)。すなわち、 $d_s \doteq \text{一定}$ 、また n_b もほぼ一定である。故に、 $J_b \propto n_b v_b \propto V_s^{1/2}$, $\gamma_b = J_b/J_{er} \propto V_s^{1/2} \propto \phi_e^{-1/2}$, $\nu = n_{e0}/n_b \doteq \text{一定}$ となり、 ϕ_e が増すと J_b は減少するが ν はほぼ一定である。また、 $J_{b0} \propto V_s^{3/2}$ なので、 $g = J_b/J_{b0} \propto V_s^{-1} \propto \phi_e$, $d_s^2 \propto V_s^{3/2} \cdot g/J_b = V_s^0 = \text{一定}$ となり、つじつまが合う。

(3) $\phi_e > 0.3$

この範囲になると V_s が非常に小さく、それ故プラズマからのランダム電子流がシース内に多量に流れるので、 V_s の減少に対してシース部が却て長くなり、 n_b は減少

する。従って ν は増加する。

$J_b \propto n_b v_b \propto n_b V_s^{1/2}$, 故に J_b は入射電子の速度の減少割合 $V_s^{1/2}$ 以上に減少する。さらに, J_e が V_s の減少に対して指数関数的に増加するので, シース電流 $\tau \doteq \tau_b - \tau_e$ は急激な減少となる。もし, $\nu \propto \phi_e^{1/2} \propto V_s^{-1/2}$, $g \propto \phi_e \propto V_s^{-1}$ と仮定すれば, $J_b \propto n_b V_s^{1/2} \propto V_s$, $d_s^2 \propto V_s^{3/2} \cdot g / J_b \propto V_s^{-1/2}$ となり, V_s が減少するとシース長は緩慢に増加することになる。

なお, イオンの初期エネルギー ϕ_i は ϕ_e にほぼ比例し, V_s の変化に対して ϕ_i / ϕ_e の変化は比較的少ない。

つぎに, イオンシースの ν , ϕ_i / ϕ_e , τ と ϕ_e の関係については, $\phi_e < 0.05$ および $\phi_e > 0.3$ のときは上述のダブルシースに対する説明と同様なことが言える。しかし, $0.1 < \phi_e < 0.3$ のときはダブルシースと幾分異なる。イオンシースでは V_s の変化に対してシース長はほぼ一定であり, また第 6. 4. 1 図より $g \propto \phi_e^{3/2} \propto V_s^{-3/2}$ になっている。従って, $J_b = g J_{b0} \propto V_s^0 = \text{一定}$, $n_b = J_b / v_b \propto V_s^{-1/2}$, $\nu = n_{e0} / n_b \propto V_s^{1/2} \propto \phi_e^{-1/2}$ になる。なお, 第 6. 2. 3 図で τ はイオンシースの方がダブルシースよりも小さいが, これは熱陰極からの電子放出量 J_{es} を一定とすれば, ダブルシースのときはプラズマ密度が低いためにランダム電子電流 J_{er} が少なく $J_{es} > J > J_{er}$ となるのに対し, イオンシースのときはプラズマ密度が増加しており $J_{es} \geq J < J_{er}$ となるためである。従って, シース電流 J はイオンシースの方が少ないとは限らない。

第 6. 2. 1 図における破線と実線の相違は次のように考えられる。破線はシース内を通り抜けるランダム電子がなく, 電子はすべてシース内を後戻りする場合であり実線はランダム電子の通り抜けがあり, その分だけ後戻りが少なくなる場合である。それ故, 破線に比べて実線の場合はランダム電子密度 $n_e(x)$ が常に低くなり, n_{e0} を一定とすると, 入射電子の密度 $n_b(x)$ が幾分増加してもイオンシースやダブルシースの条件を満足できる。従って, 実線の場合は ν_{il} , ν_{du} が低下することになる。

6.3 シース内の電位・電界・電荷密度の分布

ダブルシース, イオンシース共にモード A のときは ϕ_e , ϕ_b の値が, モード B のときは ϕ_e , ϕ_b , τ の値が既知であれば, ν , ϕ_i その他すべてが求まりシース内の電位・電界・電荷密度の分布計算ができる。

第 6. 3. 1 図はダブルシースのモード A のときの分布状態を示す。同図より ϕ_e が大きくなると、正規化電位の立上りが急になり、電荷密度最大点の位置がエミッタ

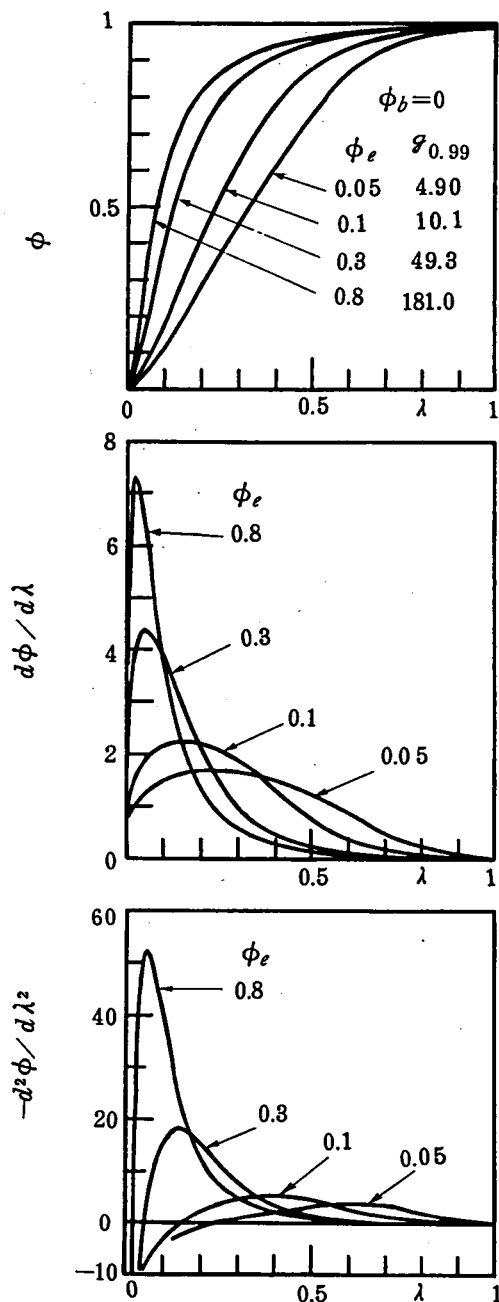
側に近づき、電子シース部の割合が薄くなっていることがわかる。しかし実際の電位分布 $V(x)$ は、シース電圧 V_s を一定とすると、 ϕ_e すなわち T_e が大きくなるとシース長 d_s が長くなるのでより緩やかになる。なお、この分布計算に採用した φ の値は、(6.1.29) 式中の ϕ の積分範囲を 0.001 ~ 0.99 としたもので、さらに ϕ , $d\phi/d\lambda$ の初期値は次の熱陰極近傍における近似式を用い、 $\lambda=10^{-5}$ として計算した。

(6.1.23) 式より $\phi_b=0$, $\phi \ll 1$ として近似計算をすると

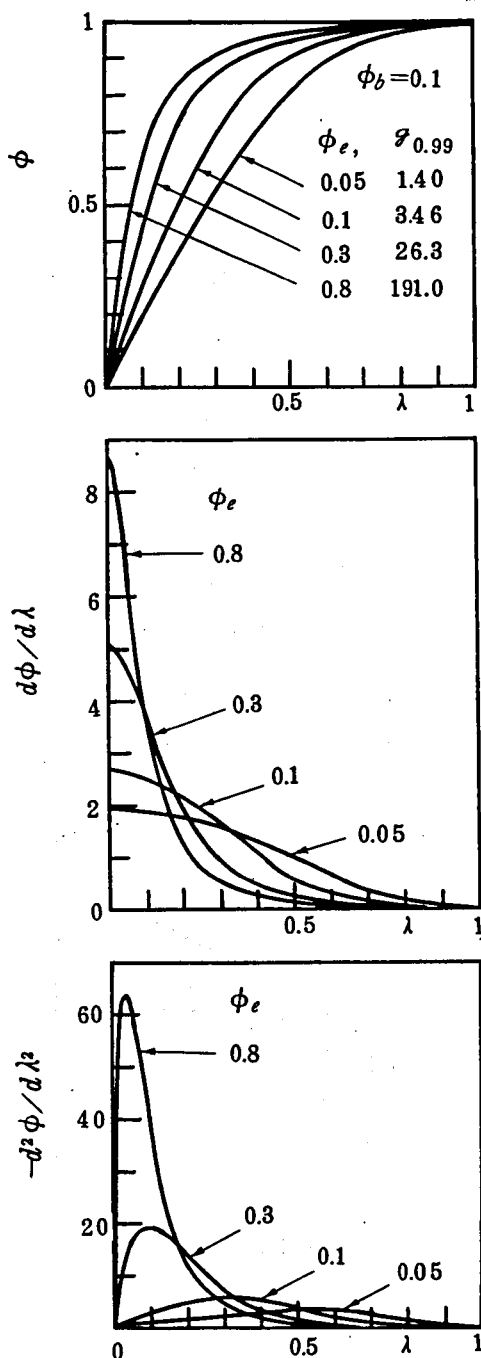
$$\left. \begin{aligned} \frac{d\phi}{d\lambda} &\doteq \frac{4}{3} \varphi^{1/2} \phi^{1/4} \\ \phi &\doteq \varphi^{2/3} \lambda^{4/3} \end{aligned} \right\} \quad (6.3.1)$$

イオンシースのモード A のときの分布状態を第 6. 3. 2 図に示す。このときも、 ϕ_e の増大に対する電位の立上り、電荷密度最大点などの分布状態の変化はダブルシースのときと同じである。

なお、イオンシースの電界は陰極面上で一番強くなり、(6.1.23a) 式より計算したモード A のときの $(d\phi/d\lambda)_{\lambda=0}$ を第 6. 3. 3 図に示す。



第 6.3.1 図 ダブルシース内の電位・電界・電荷密度の分布 (モード A)



一例として $(dV/dx)_{x=0}$ を計算すると, $V_s = 1V$, $T_s = 1160^\circ K$, $T_e = 3000^\circ K$, $n_{es} = 10^{16} \sim 10^{19} m^{-3}$ と仮定すると, $\phi_b = 0.1$, $\phi_e = 0.258$, $(d\phi/d\lambda)_{\lambda=0} \doteq 1.75$ となり, このときのシース長は第 6. 4. 5 図より $d_s \doteq 2.3 \times 10^{-4} \sim 7.3 \times 10^{-6} m$, 故に $(dV/dx)_{x=0} = (V_s/d_s)(d\phi/d\lambda)_{\lambda=0} \doteq 0.76 \times 10^4 \sim 2.4 \times 10^5 V/m$ となる。

また, $\nu \rightarrow \infty$ すなわち 冷陰極或いは *Cold Probe* の表面電界は $\phi_b \rightarrow 0$, $J_b \rightarrow 0$, $\nu_i \doteq \sigma \nu \phi_i^{1/2}$, $\nu_{er} \doteq \nu \cdot \exp(-1/\phi_e)$, $\phi_i/\phi_e \doteq \sigma/\theta$, さらに

$$(\mathcal{G} \cdot \nu)_{\nu \rightarrow \infty} \doteq \frac{9}{4} \frac{e d_s^2}{\epsilon_0 V_s} \cdot \frac{n_{es}}{\sigma}$$

第 6.3.2 図 イオンシース内の電位・電界・電荷密度の分布 (モード A)

より

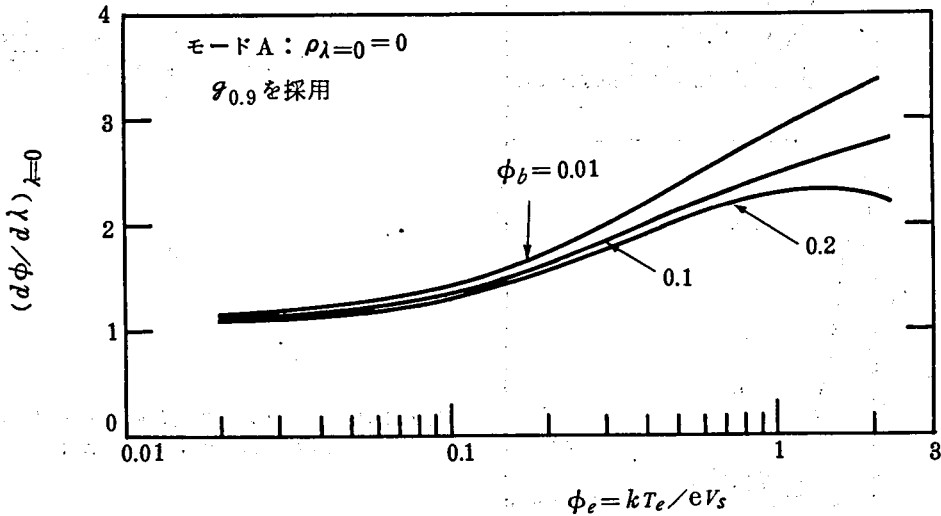
$$\begin{aligned} \left(\frac{dV}{dx}\right)_{x=0} \div & \left(\frac{2e}{\epsilon_0} n_{es}\right)^{1/2} \left[2\left(\frac{\sigma}{\theta}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\sigma}{\theta} \frac{V_e}{V_s}\right)^{1/2} (V_e V_s)^{1/2} - \left(1 + \frac{2\sigma}{\theta}\right) V_e \right. \\ & \left. + \left\{ \frac{1}{2} + \left(\frac{V_s}{\pi V_e}\right)^{1/2} \right\} \frac{V_e}{\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{V_s}{V_e}\right) \right]^{1/2} \quad (6.3.2) \end{aligned}$$

となる。この式は浸透効果を考慮した平板状プローブの表面の電界式⁴⁹⁾

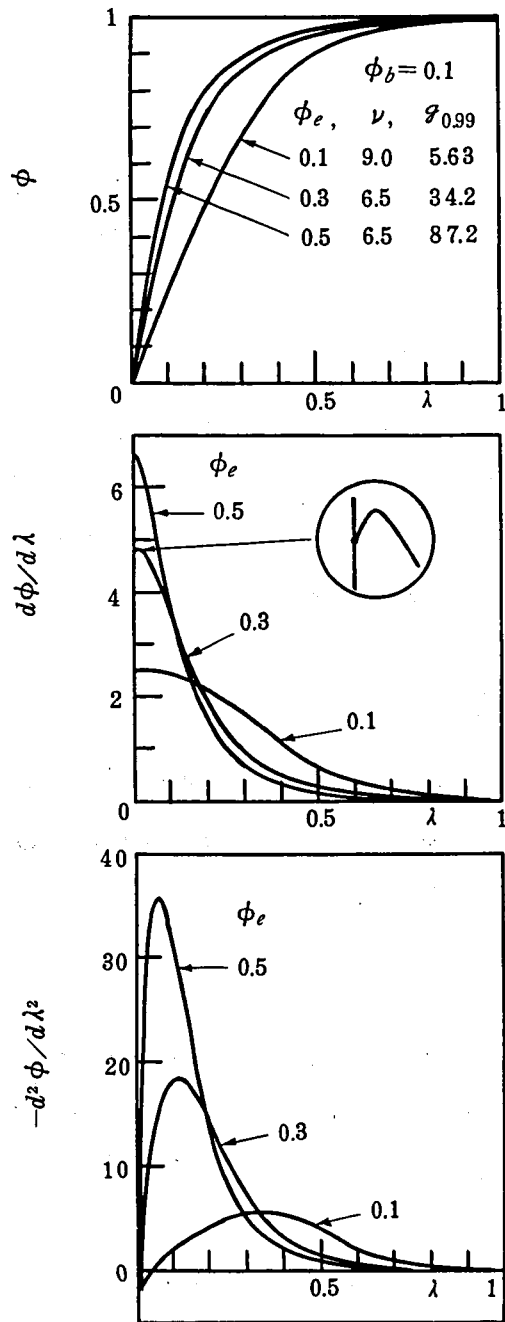
$$\left(\frac{dV}{dx}\right)_{V=V_s} = \left(\frac{2e}{\epsilon_0} n_t\right)^{1/2} \left\{ (2V_e V_s)^{1/2} - 2V_e + \exp\left(\frac{1}{2}\right) \cdot V_e \cdot \exp\left(-\frac{V_s}{V_e}\right) \right\}^{1/2} \quad (6.3.3)$$

とよく類似している。ここに、 n_t : 転移点のプラズマ密度、(6.3.2)式による電界の計算例は、 $V_s = 1V$, $T_e = 3000^\circ K$, $n_{es} = 10^{16} \sim 10^{19} m^{-3}$ で $(dV/dx)_{x=0} \div 0.96 \times 10^4 \sim 3.0 \times 10^5 V/m$ となり、モードAのときに比べ約26%程電界が強くなる。

つぎに、S. S. Mackeown による電界式⁵⁰⁾との関連を調べる。彼の解析では入射電子およびイオンの初期エネルギーは無視され、さらにプラズマから陰極へ向うランダ



第6.3.3図 イオンシースの熱陰極面上の正規化電界強度



第 6.3.4 図 準イオンシース内の電位・電界・電荷密度の分布

△電子は考慮されていない。従って (6.1.23a) 式において, $\phi_b = 0$, $\phi_i = 0$, $v_{er} = 0$ とすれば

$$\left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right)^2 = \frac{16}{9} \vartheta \left\{ v_i (1-\phi)^{1/2} - (1-\phi)^{1/2} \right\}$$

$$\therefore \left(\frac{dV}{dx}\right)^2 = \frac{4}{\epsilon_0} \left(\frac{m_e}{2e}\right)^{1/2} \left\{ J_i \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} (V_s - V)^{1/2} - J_b (V_s^{1/2} - V^{1/2}) \right\} \quad (6.3.4)$$

$$\therefore \left(\frac{dV}{dx}\right)^2_{v=0} = \frac{4}{\epsilon_0} \left(\frac{m_e}{2e}\right)^{1/2} V_s^{1/2} \left\{ J_i \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} - J_b \right\} \quad (6.3.5)$$

となり, *Mackeown* による低気圧アーク放電中の陰極面上の電界式と一致する。

準イオンシースのときの分布状態を第 6.3.4 図に示す。図のように, このときは陰極面からごく僅か離れた所に電界の最大があり, 陰極面上の電界はこの最大電界より僅か低く, 電子シース部の厚さはダブルシースのときに比べてはるかに薄い。

6.4 ϑ の計算とシース長

著者らの解析法が *Crawford* らのそれと異なる点は, シース長および分布計算に係する重要なパラメータ ϑ の導入であった。また, ϑ の値がわかればシース長が簡単に求まると言う特徴がある。

6.4.1 ϑ の計算

ϑ は熱陰極からの放出電子 J_{es} のうちシース部を貫通してプラズマ端に入射する電子流 J_b と, 同一のシース長, シース電圧でシース部が電子のみの単一空間電荷電導のときの電子流 J_{bo} との比で, ダブルシースの場合にはシース中の正イオンによる電導効果を示すものである。

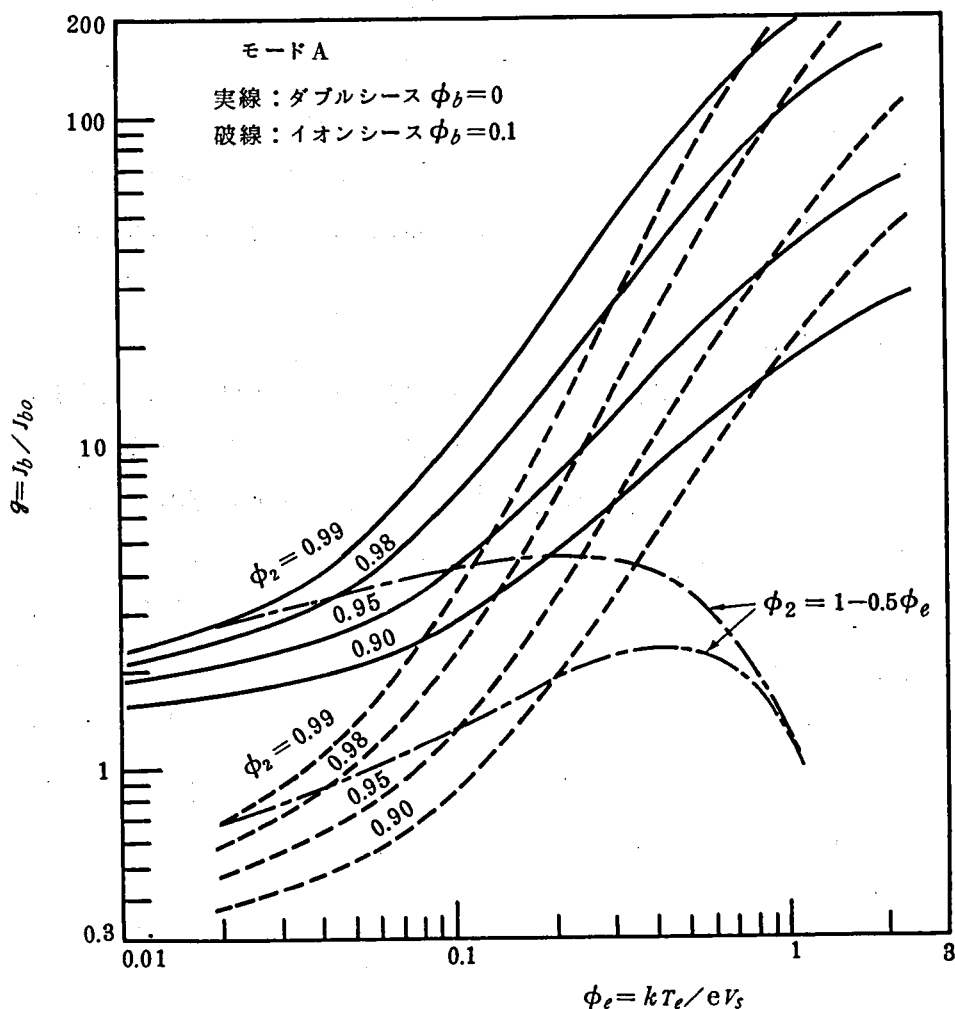
ϑ の値はシースの種類により, それぞれ (6.1.29), (6.1.29a) 式から計算できるが, ダブルシースのときは ϕ が 0 および 1 で, イオンシースのときは 1 で被積分関数が ∞ になる。そこで, 積分域を次のように 3 分割する。

$$g^{1/2} = \frac{3}{4} \int_0^{\phi_1} \{y(\phi)\}^{-1/2} d\phi + \frac{3}{4} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \{y(\phi)\}^{-1/2} d\phi + \frac{3}{4} \int_{\phi_2}^1 \{y(\phi)\}^{-1/2} d\phi$$

$$\equiv Y_1 + Y_2 + Y_3 \quad (6.4.1)$$

$\phi = \psi^{4/3}$ とおき, $\phi_b = 0$ のときの Y_1 の近似計算をすると, $Y_1 \div \phi_1$ となる。故に $\phi_1 = 0.001$ に選び, もし $Y_2 > 1$ ならば 0.2% 以内の誤差で

$$g^{1/2} \div Y_2 + Y_3 \quad (6.4.2)$$



第 6.4.1 図 g におよぼす積分上限値 ϕ_2 の影響

となる。つぎに、積分上限については、もし $\lambda=a_2$ ($0<a_2<1$) で $\phi=\phi_2$ とすれば (6.1.23) 式より

$$a_2 g^{1/2} = \frac{3}{4} \int_0^{\phi_2} \{y(\phi)\}^{-1/2} d\phi \equiv g_{\phi_2}^{1/2} \quad (6.4.3)$$

となり、(6.1.30) 式で g の代りに g_{ϕ_2} でシース長を求め、これを $d_s \phi_2$ とすれば、 $d_s \phi_2 = a_2 d_s$ となる。従って $d_s \phi_2$ はシース内の電位が $0 \sim \phi_2 V_s$ 迄のシース部の長さを表わすことになる。

また、6.3 節で述べた分布状態の計算に際して、 g_{ϕ_2} で計算すれば g のときに比べ正規化された電界 ($d\phi/d\lambda$) は a_2 倍、密度 ($d^2\phi/d\lambda^2$) は a_2^2 倍となり見掛上は減少するが、実際の電界 (dV/dx)、密度 (d^2V/dx^2) は何ら変わらず、 $\phi=0 \sim \phi_2$ 迄の分布状態には全く影響をおよぼさない。第 6.4.1 図はモード A のときの g によぼす積分上限値 ϕ_2 の影響を示したもので、積分範囲によって g の値が大きく異なることに注意すべきである。なお、 ϕ_e と g の関係については既に 6.2 節で述べた。

6.4.2 シース長

前項で述べたように、 g の値が $\phi=1$ で発散してしまうことはシース長を求めるのに大変不都合であり、計算的にもシース長 (熱陰極—シース端間の距離) を求めることができなくなる。このことは本解析に用いたシースモデルに原因しており (Crawford の解析も同様であるが)、シースとプラズマの間に転移域を考慮しない単純なシースモデルであるため、シース端 ($\phi=1$) のごく近傍の分布状態の解明にはもともと役立たないからである。

それ故、シース長を求めるには積分上限値 ϕ_2 を 1 に近づけることが重要ではなくシース端を改めて考え直す必要がある。ここでは、近似的且つ実質的なシース端を次の二つの方法で検討した。

(a) 浸透効果を考慮した場合

$\phi_e \ll 1$ の範囲では、浸透効果を考慮した平板状プローブのシース端、すなわち、

転移点を実質的なシース端として採用する。従って、この場合には $\phi_2 = 1 - 0.5\phi_e$ となる。しかし、 $\phi_e \simeq 1$ の範囲ではシース電圧が相対的に低くなるので、浸透効果も弱く、シース域と転移域の区別が不明確になる。第 6. 4. 1 図中の一点鎖線は $\phi_2 = 1 - 0.5\phi_e$ としたときの φ を示す。同図からわかるように実質的なシース端として $\phi_2 = 1 - 0.5\phi_e$ を採用できる ϕ_e の範囲は、シースの種類により幾分異なるが、 $\phi_e < 0.2 \sim 0.3$ と考えられる。従って、シース長を検討する際の φ_{ϕ_2} としては、大体の目安として、 $\phi_e < 0.2 \sim 0.3$ の場合には $\phi_2 = 1 - 0.5\phi_e$ を、 $\phi_e > 0.2 \sim 0.3$ の場合には $\phi_2 = 0.9$ を採用するのが適当と考えられる。

(b) 電荷密度の分布からシース端を推定した場合

シース電圧 V_s および熱陰極面上の電界強度 E_0 (シース端のとりかたに関係なく定まる) を既知として、シース内の電荷密度分布を直線近似することによりシース長を推定する。イオンシース内の密度分布曲線を第 6. 4. 2 図のように 2 本の直線で近似し、境界条件と接合条件を適用すると、密度および電界強度の分布は次の式で表わされる。

$$\rho(x)_1 = \frac{\rho_m}{d_m} x, \quad \rho(x)_2 = \frac{\rho_m}{d_s - d_m} (d_s - x) \quad (6.4.4)$$

$$E(x)_1 = E_0 \left(1 - \frac{x^2}{d_s d_m}\right), \quad E(x)_2 = E_0 \frac{(d_s - x)^2}{d_s (d_s - d_m)} \quad (6.4.5)$$

ここで、 ρ_m : 電荷密度の最大値、 d_m : ρ_m までの距離である。従って、上式の $E(x)_1$ 、 $E(x)_2$ を積分すると、シース電圧 V_s は

$$V_s = -E_0 \cdot \frac{d_s + d_m}{3} \quad \therefore d_s + d_m = \frac{3V_s}{-E_0} \quad (6.4.6)$$

となり、 V_s 、 E_0 より $(d_s + d_m)$ が求められる。さらに、 d_m の変化 ($0 \rightarrow d_s$) に対してシース長 d_s は

$$\frac{3V_s}{-E_0} \geq d_s \geq \frac{1.5V_s}{-E_0} \quad (6.4.7)$$

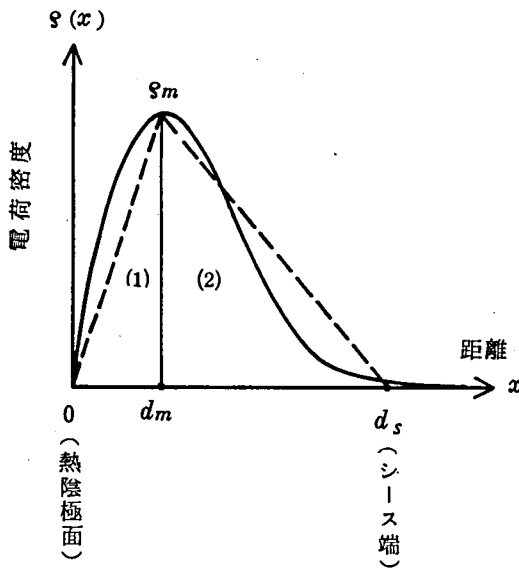
となる。一方、本章における正規化法より

$$E_0 = -\left(\frac{dV}{dx}\right)_{x=0} = -\frac{V_s}{d_s} \left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right)_{\lambda=0} \quad (6.4.8)$$

上式を (6.4.7) 式に代入すると, d_s に代って

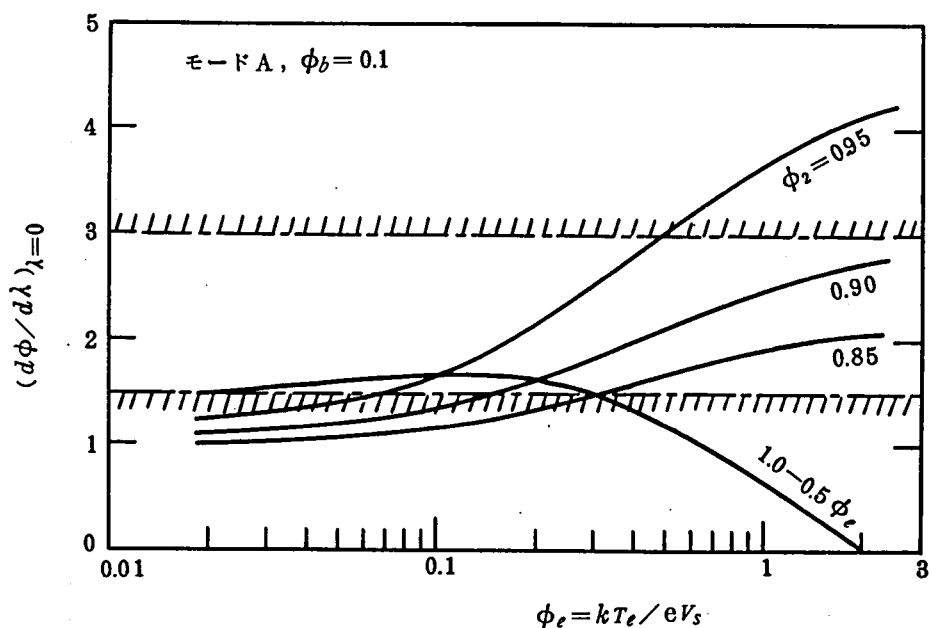
$$3 \geq \left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right)_{\lambda=0} \geq 1.5 \quad (6.4.9)$$

なる関係が得られ, 熱陰極面上の正規化電界強度 $(d\phi/d\lambda)_{\lambda=0}$ の値が上式の範囲内にあれば良いことになる。第 6.4.3 図は $(d\phi/d\lambda)_{\lambda=0}$ におよぼす積分上限値 ϕ_2 の影響を示したもので, 同図からも, $\phi_e < 0.2$ の範囲では $\phi_2 = 1 - 0.5\phi_e$, $\phi_e > 0.2$ のときは $\phi_2 = 0.9$ が適当であることがわかる。



第 6.4.2 図 イオンシース内の電荷密度の直線近似
(モード A)

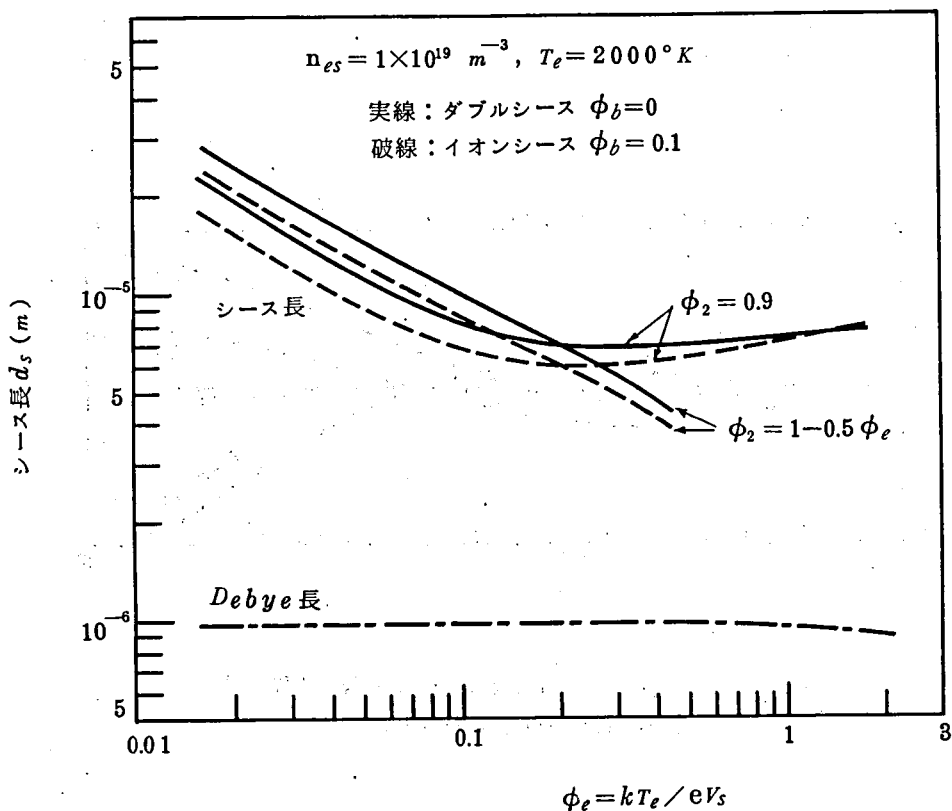
以上, 二つの検討法よりシース端 ϕ_2 に関して, はほぼ同一の結論が得られたので, 次にシース長を計算する。第 6.4.4 図はモード A のときのシース長を, シース端のランダム電子密度 $n_{es} = 10^{19} (m^{-3})$ および電子温度 $T_e = 2000 (^\circ K)$ 一定として計算したもので, シース電圧を変数にして ϕ_e を変化させた。同図よりわかるように, $\phi_e < 0.2$ の範囲のシース長に対して $\phi_2 = 1 - 0.5\phi_e$ と $\phi_2 = 0.9$ との相違は約 30% 以内である。



第 6.4.3 図 イオンシースの熱陰極面上の正規化電界強度
におよぼす積分上限値 ϕ_2 の影響

従って、簡便的にシース長を求める際には、特に本解析法の利点である (6.1.24) 式または (6.1.30) 式を用いて他のシース量との量的計算をする際には、 $\phi_2 = 0.9$ (すなわち $\vartheta \rightarrow \vartheta_{0.9}$, $d_s \rightarrow d_{s0.9}$) としてシース長を評価しても大きな間違いはないと思う。なお、第 6.4.4 図において ϕ_e の増大に対して、 $\phi_e < 0.1$ の範囲におけるシース長の減少はシース電圧の低下に因るもので、 $\phi_e > 0.3$ におけるシース長の緩慢な増加はランダム電子電流 J_e の増大に因るものと考えられる。

つぎに、第 6.4.5 図はモード A のときの $d_{s0.9}$ と n_{es} の関係を示し、Debye 長との比較をしたもので、同図および第 6.4.4 図より次のことがわかる。



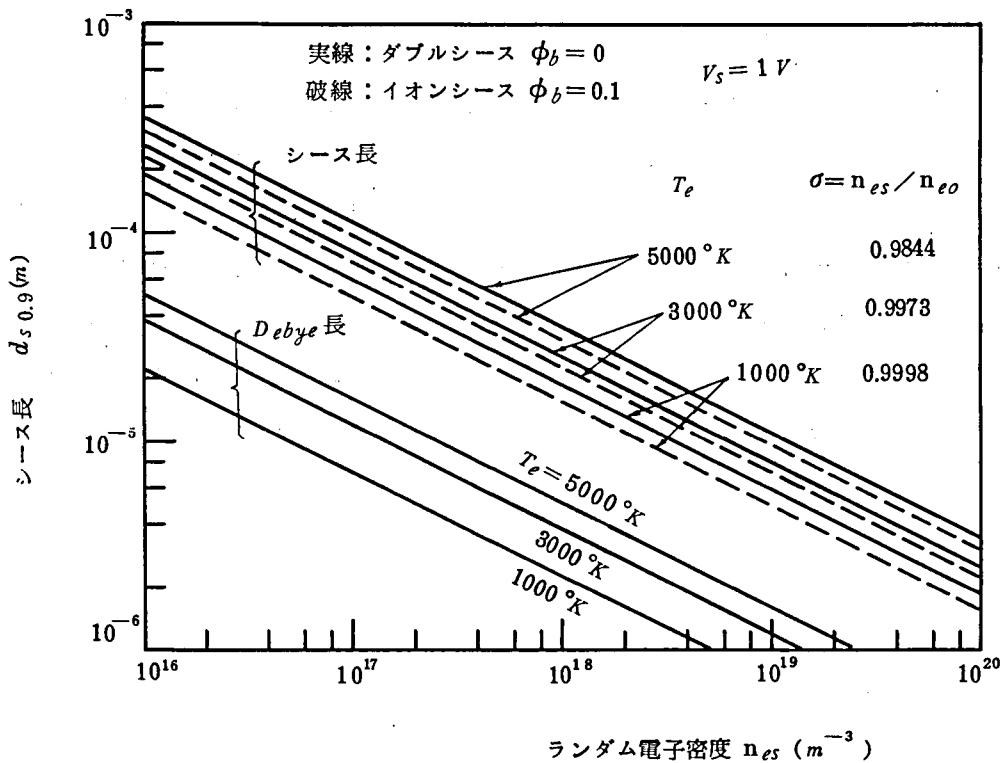
第 6.4.4 図 シース長 d_s と ϕ_e の関係 (モード A)

(1) V_s , T_e が一定のときシース長は Debye 長と同様 $n_{es}^{1/2}$ に逆比例する。((6.1.30) 式参照)。

(2) ダブルシースのシース長 $d_{s0.9}$ は Debye 長の約 7~15 倍程度である。

(3) イオンシースはダブルシースよりも僅か短い (約 80~90%)。

なお、第 6.4.5 図の作図は非常に簡単で、 V_s , T_e , n_{es} が既知であれば ϕ_e がきまり、第 6.2.1 図から ν , (6.1.31) 式から r_b が求まり、これと第 6.4.1 図の $\phi_{0.9}$ より (6.1.30) 式を計算するとシース長 $d_{s0.9}$ が容易に求まる。



第 6.4.5 図 シース長 $d_{s0.9}$ とシース端のランダム電子密度 n_{es} の関係 (モード A)

6.5 結 言

以上、本章では熱電子発電器の出力電流あるいは低気圧熱陰極放電の放電電流と密接な関係にある熱陰極シースについて、著者らの行なったシース構造の解析法を述べたが、その要点は次のとおりである。

(1) この解析法の特徴は、シース電位およびシース長の正規化の方法、重要なパラメータ $\vartheta \equiv J_b/J_{bo}$ の導入、ランダム電子のシース内における通り抜け、あるいは後戻りの影響の考慮等であり、これによってシース部の空間電荷電導を *Langmuir-Child* の $3/2$ 乗則を利用して簡潔に表わすことができる。

(2) シース電流とシース端のプラズマ量が既知であれば、本解析法によりシース部内の電位・電界・電荷密度の分布およびシース長等のシース構造がわかり、熱陰極シースの種類 (ダブル・イオン・準イオンシース) の判別ができる。また、イオン・準

イオンシースの場合には熱陰極面上の電界強度が計算できる。

(3) 本解析法はシース — プラズマ間の転移域を考慮しない単純なシースモデルに基づくため、シース端したがってシース長を明確にすることができない短所がある。しかし、電荷密度分布の直線近似法によって実質的なシース端を推定すると、 $\phi_e < 0.2$ の場合はシース電圧の $(1 - 0.5\phi_e)$ 倍、 $\phi_e > 0.2$ のときはシース電圧の約 0.9 倍を占める部分が実質的なシース部に相当するとの結論を得た。従って、他の基本的なシース量がわかれば、(6.1.24) 式または (6.1.30) 式を用いて実質的なシース長を簡単に求めることができる。なお、シース内の正規化されない実際の電位・電界・電荷密度分布等の値は、シース端の決め方による影響を全くうけない。

第 7 章 熱陰極シースの解析 II

(電子シースの場合)

熱陰極シースの種類としては、前章で述べたダブルシース、イオンシース、準イオンシースの他に電子シースがある。

熱陰極の温度上昇により熱電子放出が非常に多量となり、一方プラズマ密度が低い場合には（例えば、熱電子発電器で表面電離によるイオン発生が少ないとき、低気圧の熱陰極放電における陽極グローモードおよび光球モードのとき）、陰極シースは電子密度の過剰なシースとなり、プラズマ電位は陰極よりも負の電位になる。したがって、この場合は陰極からの放出電子はシースの減速電界によって通行を妨げられ、プラズマへ入射できる電子流は著しく減少する。

本章では、このような電子シースの構造とその成立条件およびシース電流との関係⁵¹⁾について著者らの行なった解析法を述べる。

7.1 電子シースの解析

7.1.1 シースの理想化モデル

シース領域を第 7.1.1 図、シース内の電位分布を第 7.1.2 図のように考え、次の仮定をする。

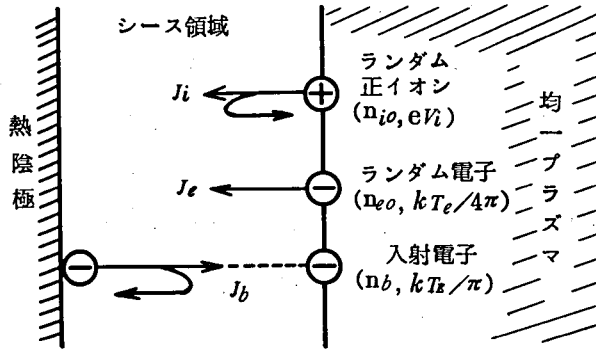
- (1) 平行平板電極。
- (2) シース内では粒子間の衝突はない。

(3) 陰極から放出された熱電子（プラズマへの入射電子）のシース内での速度を陰極温度 T_E に相当した *half-maxwell* 分布とすると、 x 方向の初期エネルギーが $-eVs$ ($Vs < 0$) 未満の電子はシース電界ではね返されてシース内を後戻りする。従って、入射電子のシース内での密度 $n_b(x)$ には往きと戻りの両方の電子を考慮し、シース端における密度を n_b で表わす。

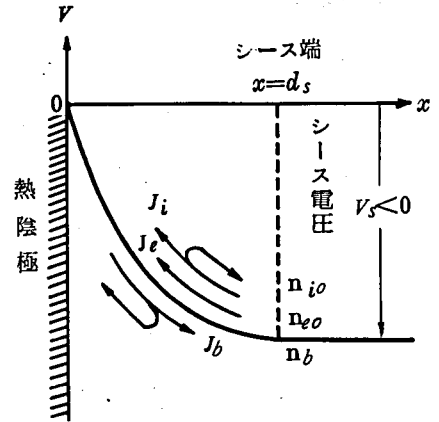
(4) シース端におけるランダム電子は、シース電界によって加速されるので、陰極方向の初速度をもつ電子はすべて陰極に到達する。従ってランダム電子のシース端における密度を n_{eo} 、電子温度は T_e で *maxwell* 分布とすると、 $J_e = J_{er}$ 、陰極方向の平

均初期エネルギーは $kT_e/4\pi$ ($=eV_e/4\pi$) となる。

(5) ランダムイオンのシース端における密度を n_{i0} 、イオン温度は T_i ($kT_i=eV_i$) で *maxwell* 分布とする。



第 7.1.1 図 電子シースの理想化モデル



第 7.1.2 図 電子シース内の電位分布

7.1.2 シースの解析

電子シースの場合、陰極からの入射電子はシース電界により減速されるので第 6 章のランダム電子と同じ立場になる。したがって入射電子の密度 $n_b(x)$ は次のようになる。

$$n_b(x) = \left\{ J_{ES} \cdot \exp\left(\frac{eV}{kT_E}\right) / e \left(\frac{2kT_E}{\pi m_e}\right)^{1/2} \right\} \left[1 + \operatorname{erf} \left\{ \frac{e(V-V_s)}{kT_E} \right\}^{1/2} \right] \quad (7.1.1)$$

ここに、 $V, V_s < 0$ で J_{ES} : 熱陰極からの飽和熱電子電流密度、上式の右辺第 1 項目は x 点を前進する電子の密度を、第 2 項目は後戻りする電子密度を表わす。

ランダム電子密度 $n_e(x)$ は電流の連続とエネルギー保存則より

$$n_e(x) = n_{e0} \left(\frac{eV_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} / \left\{ \frac{2e}{m_e} (-V_s + V + \frac{V_e}{4\pi}) \right\}^{1/2} \quad (7.1.2)$$

となる。ランダムイオン密度 $n_i(x)$ には *Boltzmann* 則を適用すると

$$n_i(x) = n_{i0} \exp \left\{ -\frac{(-V_s + V)}{V_i} \right\} \quad (7.1.3)$$

である。ここで下記の正規化を行ない，シース端における密度平衡 (7.1.5) 式を適用すると，Poisson方程式 (MKS 単位) は (7.1.6) 式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \phi &= -\frac{V}{V_s}, \quad \phi_b = -\frac{kT_E}{eV_s}, \quad \phi_e = -\frac{V_e}{V_s}, \quad \phi_i = -\frac{V_i}{V_s} \\ \lambda &= \frac{x}{d_s}, \quad \nu = \frac{n_{eo}}{n_b} \end{aligned} \right\} \quad (7.1.4)$$

$$n_{i0} = n_b + n_{eo} = n_b(1 + \nu) \quad (7.1.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\phi}{d\lambda^2} &= \frac{4}{9} \mathcal{F} \left\{ \left(\frac{\pi}{\phi_b} \right)^{1/2} \cdot \exp \left(\frac{1+\phi}{\phi_b} \right) \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(\frac{1+\phi}{\phi_b} \right)^{1/2} \right\} + \frac{\nu}{2} \left(\frac{\phi_e}{\phi_b} \right)^{1/2} \left(1 + \phi + \frac{\phi_e}{4\pi} \right)^{-1/2} \right. \\ &\quad \left. - (1 + \nu) \left(\frac{\pi}{\phi_b} \right)^{1/2} \cdot \exp \left(-\frac{1+\phi}{\phi_i} \right) \right\} \end{aligned} \quad (7.1.6)$$

ここに

$$\mathcal{F} \equiv J_b / J_{bo} \quad (7.1.7)$$

$$\left. \begin{aligned} J_b &= en_b \left(\frac{2kT_E}{\pi m_e} \right)^{1/2}, \quad J_{bo} = 2.33 \times 10^{-6} \frac{(-V_s)^{3/2}}{d_s^2} \\ J_{er} &= en_{eo} \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (7.1.8)$$

である。(7.1.6) 式を境界条件 $\lambda=1$ で $\phi=-1$, $d\phi/d\lambda=0$ で積分すると，次の電界式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{d\lambda} &= -\frac{4}{3} \cdot \mathcal{F}^{1/2} \left\{ \frac{(\pi\phi_b)^{1/2}}{2} \left[\exp \left(\frac{1+\phi}{\phi_b} \right) \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left(\frac{1+\phi}{\phi_b} \right)^{1/2} \right\} - \left\{ 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1+\phi}{\phi_b} \right)^{1/2} \right\} \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{\nu}{2} \left(\frac{\phi_e}{\phi_b} \right)^{1/2} \left\{ \left(1 + \phi + \frac{\phi_e}{4\pi} \right)^{1/2} - \left(\frac{\phi_e}{4\pi} \right)^{1/2} \right\} + \frac{1+\nu}{2} \left(\frac{\pi}{\phi_b} \right)^{1/2} \cdot \phi_i \left\{ \exp \left(-\frac{1+\phi}{\phi_i} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - 1 \right\} \right\}^{1/2} \equiv -\frac{4}{3} \mathcal{F}^{1/2} \{ y_e(\phi) \}^{1/2} \end{aligned} \quad (7.1.9)$$

(7.1.7), (7.1.8) 式より電子シース部の空間電荷電導を表わす関係式は次のようになる。

$$J_b = 2.33 \times 10^{-6} \cdot \frac{(-V_s)^{3/2}}{d_s^2} \cdot g \quad (7.1.10)$$

シース電位の単調減少条件としては (7.1.9) 式中の $y_e(\phi)$ が $\phi = -1$ で極小となる条件を求めればよい。同式より

$$\begin{aligned} \left(\frac{dy_e}{d\phi} \right)_{\phi=-1} &= 0 \\ \left(\frac{d^2 y_e}{d\phi^2} \right)_{\phi=-1} &= \left(\frac{\pi}{\phi_b} \right)^{1/2} \left[\frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\phi_b} + \left(\frac{1}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{1+\phi} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\phi_b} \right)^{1/2} \right\} - \nu \frac{\pi}{\phi_e} + \frac{1+\nu}{2\phi_i} \right] \end{aligned} \quad (7.1.11)$$

となる。従って $\phi = -1$ で $(d^2 y_e / d\phi^2) \rightarrow +\infty > 0$ となり、電子シースは常に単調ということになるが、 ϕ が -1 に近い値のときは $(1+\phi)$ は或る有限値を持つ。このようなときを考えれば単調条件としての ν あるいは ϕ_e に対する制約式は次のようになる。

$$\nu \leq \left(1 + A_e \phi_b^{1/2} + \frac{\phi_b}{\phi_i} \right) / \left(2\pi \frac{\phi_b}{\phi_e} - \frac{\phi_b}{\phi_i} \right) \quad (7.1.12a)$$

$$\frac{\phi_e}{\phi_b} \geq 2\pi / \left\{ \frac{1}{\nu} \left(1 + A_e \phi_b^{1/2} + \frac{\phi_b}{\phi_i} \right) + \frac{\phi_b}{\phi_i} \right\} \quad (7.1.12b)$$

$$A_e \equiv \left(\frac{1}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{1+\phi} \right)^{1/2} \quad \phi \rightarrow -1 \quad (7.1.13)$$

また、(7.1.12a) 式において $\nu > 0$ なる条件より

$$\phi_e / \phi_i < 2\pi \quad (7.1.14)$$

でなければならない。

シースの正味電流密度 J は

$$\begin{aligned} J &= J_b + J_i - J_e \\ &= J_{er} \left\{ \frac{2}{\nu} \left(\frac{\phi_b}{\phi_e} \right)^{1/2} + \left(1 + \frac{1}{\nu} \right) \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \left(\frac{\phi_i}{\phi_e} \right)^{1/2} \cdot \exp \left(-\frac{1}{\phi_i} \right) - 1 \right\} \\ &\equiv J_{er} (\gamma_b + \gamma_i - \gamma_e) = r J_{er} \end{aligned} \quad (7.1.15)$$

となり、この式において $(m_e / m_i)^{1/2} \cdot \exp(-1/\phi_i) \ll 1$ であれば、シース電流と

ν あるいは ϕ_e との関係式として次の式を得る。

$$\nu \doteq \frac{2}{r+1} \left(\frac{\phi_b}{\phi_e} \right)^{1/2} \quad (7.1.16a)$$

$$\frac{\phi_e}{\phi_b} \doteq \frac{4}{(r+1)^2 \nu^2} \quad (7.1.16b)$$

従って (7.1.12a, b) 式, (7.1.16a, b) 式より, 単調な電子シースを維持するための ϕ_e あるいは ν の許容範囲として次の関係式を得る。

$$(r+1)^2 \frac{(1+A_e \phi_b^{1/2} + \phi_b/\phi_i)^2}{\phi_b^3} \phi_e^3 - \left(\frac{2}{\phi_i} \right)^2 \phi_e^2 + \frac{16\pi}{\phi_i} \phi_e - 16\pi^2 \geq 0 \quad (7.1.17a)$$

$$\pi(r+1)^2 \nu^3 - 2 \frac{\phi_b}{\phi_i} \nu - 2 \left(1 + A_e \phi_b^{1/2} + \frac{\phi_b}{\phi_i} \right) \leq 0 \quad (7.1.17b)$$

つぎに, 電位・電界・電荷密度の分布およびシース長の計算に必要な \mathcal{F} の値は (7.1.9) 式において $\lambda=0$ で $\phi=0$, $\lambda=1$ で $\phi=-1$ より

$$\mathcal{F}^{1/2} = -\frac{3}{4} \int_0^{-1} \{ y_e(\phi) \}^{-1/2} d\phi \quad (7.1.18)$$

となり, この式の数値積分をすることにより \mathcal{F} の値が求まる。

シース長 d_s は (7.1.10), (7.1.8) 式より次の式となる。

$$d_s^2 = 2.33 \times 10^{-6} (-V_s)^{3/2} \cdot \frac{\mathcal{F}}{J_b} \quad (7.1.10)$$

$$d_s^2 = 9.367 \times 10^9 (-V_s)^{3/2} \cdot \frac{\mathcal{F}}{r_b} \cdot T_e^{-1/2} \cdot n_{e0}^{-1} \quad (7.1.19)$$

ここで, シースの動作状態を次の2種類に分ける。

モードA: ν が (7.1.17b) 式の根の値, すなわち ν の上限値 (ν_{eu}), あるいは ϕ_e が (7.1.17a) 式の根の値, すなわち ϕ_e の下限値 (ϕ_{el}) のとき。

モードB: ν が ν_{eu} より小さく, ϕ_e が ϕ_{el} より大きいときで, このときの ν の値は (7.1.16a) 式により計算できる。

7.2 電子シースの動作範囲

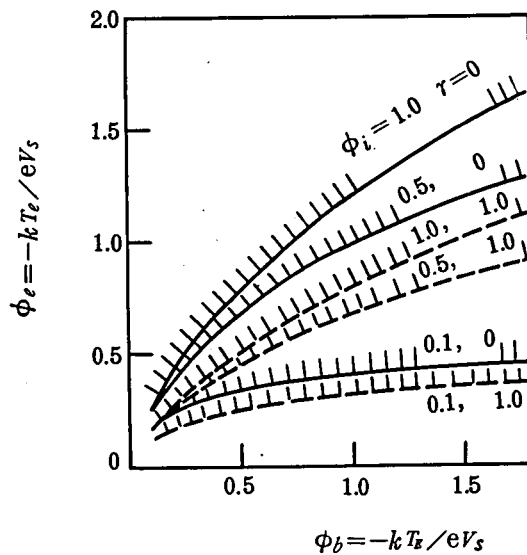
前節の理論式の数値計算を C_s プラズマを例として行なった。

(a) ϕ_e の許容範囲

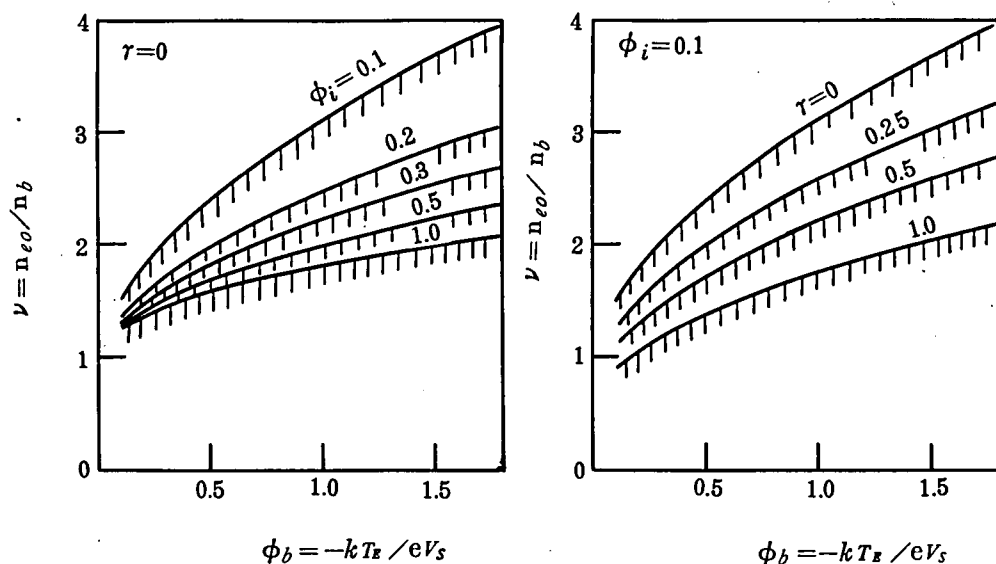
(7.1.17a) 式による電子温度 ϕ_e の許容範囲を第 7.2.1 図に示す。なおこの際、 A_e の値は (7.1.13) 式中の ϕ を -0.99 とおいて計算した。同図より ϕ_e の下限値は陰極温度 ϕ_b 、ランダムイオン温度 ϕ_i の増加と共に増し、シース電流 r の増加に対しては減少しているが、 ϕ_i の影響の大きいことがわかる。

(b) ν の許容範囲

(7.1.17b) 式による ν の許容範囲を第 7.2.2 図に示す。同図(a)は $r = 0$ 一定とし、 ϕ_i をパラメータにしたときで、 ϕ_i が増せば第 7.2.1 図より ϕ_e が増大し、従って $J_e = J_{er}$ が増加するので、 $r \geq 0$ であるためには $\nu = n_{eo} / n_b$ が減少せねばならぬことを示している。また同図(b)は $\phi_i = 0.1$ 一定とし、 r をパラメータにしたときでシース電流 r の増加に対する ν の減少程度を示している。



第 7.2.1 図 電子シースの ϕ_e の許容範囲



(a) $\tau = 0$ 一定で ϕ_i がパラメータ

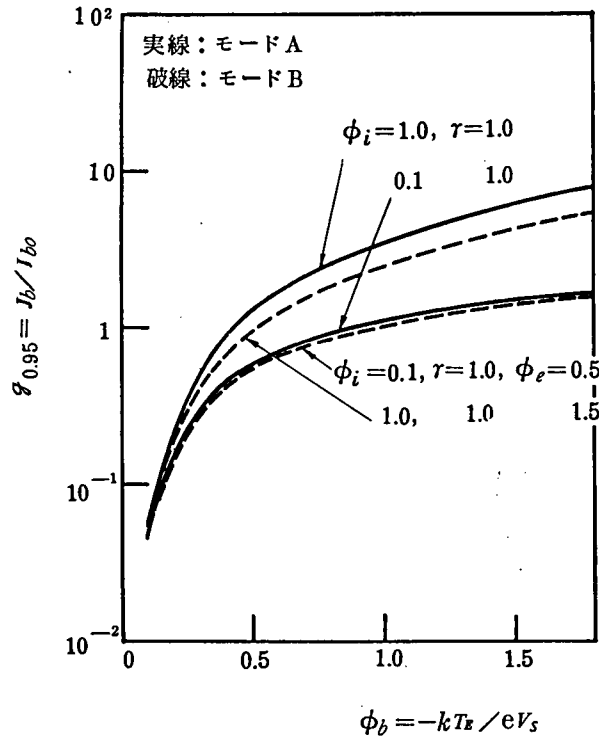
(b) $\phi_i = 0.1$ 一定で τ がパラメータ

第 7.2.2 図 電子シースの ν の許容範囲

(c) $\mathcal{F} = J_b/J_{b0}$ と ϕ_b の関係

シース内の電位・電界・電荷密度の分布およびシース長の計算に必要な \mathcal{F} の値は、(7.1.18) 式より求まり、モード A のときの \mathcal{F} の計算を行なうと第 7.2.3 図のようになる。ただし、 ϕ の積分範囲を $0 \sim -0.95$ (実質的なシース部分) として計算した。同図で ϕ_b が大きくなると $\mathcal{F}_{0.95}$ は増加しているが、これは $J_b = J_{ES} \cdot \exp(-1/\phi_b)$ であるので、熱陰極からの飽和熱電子電流密度 J_{ES} は一定でも、 ϕ_b の変化に対して指数関数的に J_b が増加するためである。また、 ϕ_i が大きくなると $\mathcal{F}_{0.95}$ が増加するのは、 ϕ_b (すなわち T_E, V_s) 一定であれば J_b も一定であるが、 $\phi_i (T_i)$ が高くなると第 7.2.1 図より $\phi_e (T_e)$ も上昇する。従ってシース長 ds が長くなり J_{b0} は減少するので $\mathcal{F}_{0.95}$ は大きくなる。図には示していないが $\tau = 0 \sim 1.0$ の変化に対して、 $\mathcal{F}_{0.95}$ はほとんど変らない。

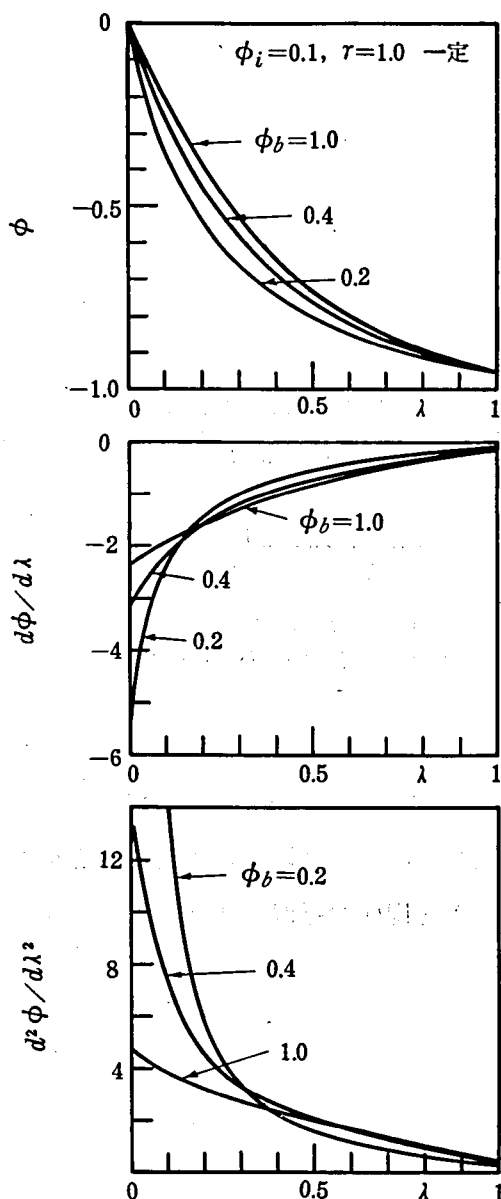
なお、図中の点線はモード B のときを示し、モード A に比べ $\mathcal{F}_{0.95}$ が幾分減少している。このことは (7.1.19) 式より $(ds)_{\text{モード B}} < (ds)_{\text{モード A}}$ になることを意味する。



第7.2.3図 電子シースの φ と ϕ_b の関係

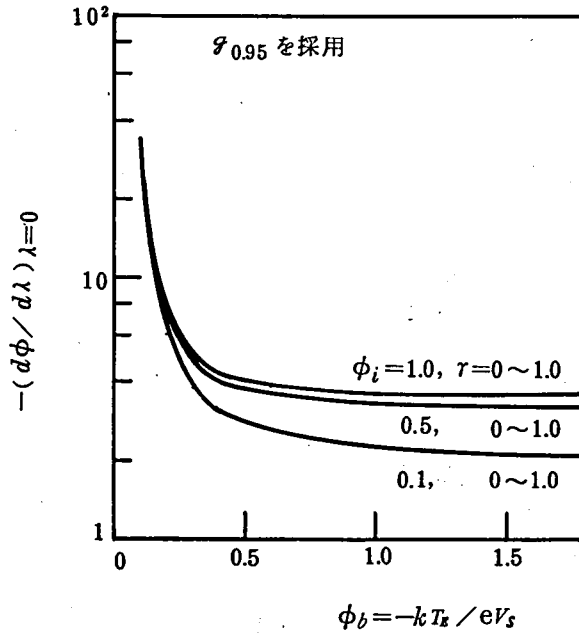
7.3 シース内の電位・電界・電荷密度の分布

第7.3.1図にモードAのときのシース内の電位・電界・電荷密度の分布の一例を示す。ただし $\varphi_{0.95}$ で計算したのでシース電圧の95%までの分布状態を示している。図より ϕ_b が小さい程シース電位の立下りが急になり、陰極面上の電界は強く、電荷密度は大きくなっていることがわかる。これは、陰極温度 T_E を一定とすれば、シース電圧 V_s が大きくなる程 J_b / J_{ES} が減少する。すなわち陰極からの放出電子のうちシース障壁に打勝ってプラズマ中に入射する電子数が減少し、残りは陰極へ後戻りをするので陰極近傍に電子が多数たまるためと考えられる。



第 7.3.1 図 電子シース内の電位・電界・
電荷密度の分布 (モード A)

つぎに、第 7.3.2 図はモード A のときの陰極面上の正規化電界強度を示したもので、モード B のときも値はほとんど同じである。また、シース電流 r の変化 ($r = 0 \sim 1.0$) に対しても電界は変らない。電界強度は陰極面上で一番強い。一例として $(dV/dx)_{x=0}$ を計算すると、 $V_s = -0.5 V$, $T_E = 2320^\circ K$, $T_i = 580^\circ K$, $n_{eo} = 10^{16} \sim 10^{19} m^{-3}$ と仮定すると、モード A のとき $\phi_b = 0.4$, $\phi_i = 0.1$, $\phi_e = 0.321$ (故に $T_e = 1860^\circ K$), $(d\phi/d\lambda)_{\lambda=0} = -3.1$ となり、このときのシース長は第 7.4.3 図より $ds = 5.8 \times 10^{-5} \sim 1.8 \times 10^{-6} m$, 故に $(dV/dx)_{x=0} = (-V_s/ds) (d\phi/d\lambda)_{\lambda=0} = -2.7 \times 10^4 \sim -8.6 \times 10^5 V/m$ となる。この値はイオンシースのときの電界値より大きく、電子シースはシース電圧が低くても、シース長が短い (イオンシースの約 $1/4$) ため、電界強度は強くなる。



第 7.3.2 図 熱陰極面上の正規化電界強度 (モード A)

7.4 電子シースのシース長

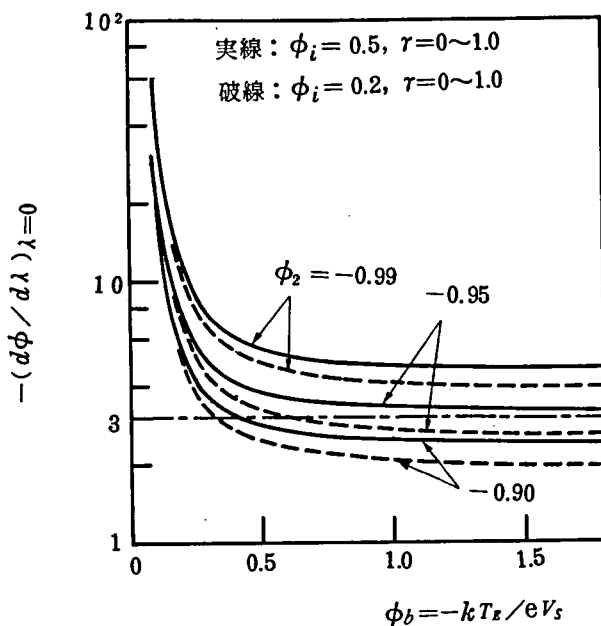
電子シースの場合も、 $\phi = -1$ で (7.1.18) 式の被積分関数 $\{y_e(\phi)\}^{-1/2}$ が ∞ となり、 \mathcal{F} が発散するのでシース長を求めるためにはシース端を考え直す必要がある。密度分布に関して第 6 章のイオンシースのときと同様な近似をすれば、(6.4.9) 式に代って

$$3 \geq -\left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right)_{\lambda=0} \geq 1.5 \quad (7.4.1)$$

なる関係が得られる。ただし、電子シースの場合はモード A, B 共に陰極面上で電荷密度が最大になる (すなわち $dm = 0$) ので、上式の関係は、さらに

$$-\left(\frac{d\phi}{d\lambda}\right)_{\lambda=0} = 3 \quad (7.4.2)$$

となる。第 7.4.1 図は、陰極面上の正規化電界強度 $(d\phi/d\lambda)_{\lambda=0}$ におよぼす積分上限値 ϕ_2 の影響を示したものである。同図より (7.4.2) 式を満足する ϕ_2 はイオン温度 ϕ_i の大きさにより幾分異なるが、大体において、 $\phi_2 \doteq -0.95$ が適當であることがわかる。従って、電子シースの場合は、シース電圧の約 95% を占める部分の長さ $ds_{0.95}$ を実質的なシース長として採用する。



第 7.4.1 図 熱陰極面上の正規化電界強度におよぼす積分上限値 ϕ_2 の影響 (モード A)

つぎに、シース長 $d_{s0.95}$ を求める。第 7.4.2 図は (7.1.19) 式より計算したモード A のときの $d_{s0.95}$ と ϕ_b の関係を示し、第 7.4.3 図は $d_{s0.95}$ とランダム電子密度 n_{eo} との関係を示す。図中の破線は Debye 長 λ_D である。これら両図および検討結果より次のことがわかった。

(1) シース長と Debye 長の比は $d_{s0.95}/\lambda_D \doteq 1.5 \sim 2.5$ 程度である。

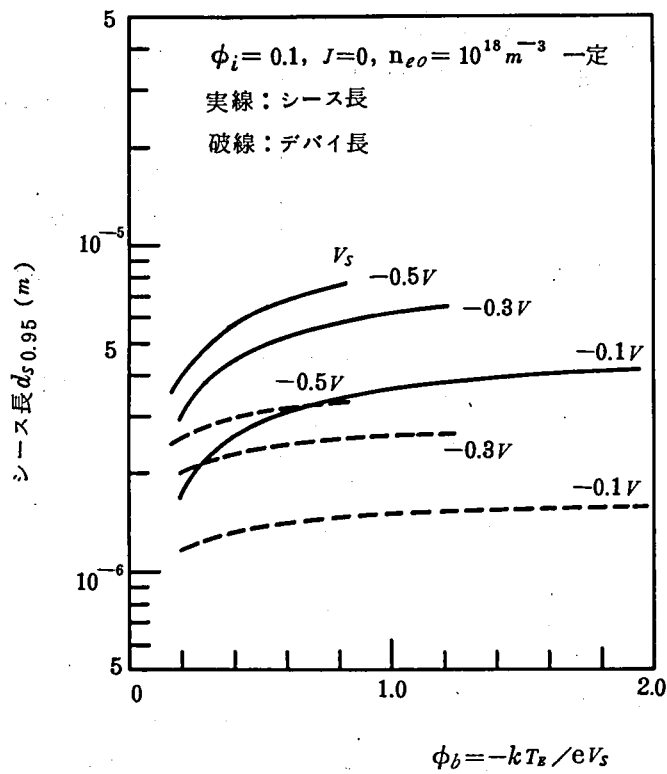
(2) 上記の両図はシース電流 $r = 0$ のときであるが、 r が増加すると (7.1.19) 式において、主に r_b の増加によりシース長は短くなる。しかし同時に T_e が減少 (第 7.2.1 図参照) するので、シース長の減少割合は幾分弱まり、 $(d_{s0.95})_{r=1}/(d_{s0.95})_{r=0} \doteq 0.8$ 程度になる。

(3) ϕ_b , ϕ_i , r , n_{eo} は一定で、従って ϕ_e , ϑ , r_b も一定でシース電圧 V_s が変化すると、 $T_e \propto -V_s$ 故に (7.1.19) 式より $d_s \propto (-V_s)^{3/4} \cdot T_e^{-1/4} \propto (-V_s)^{1/2}$ となり、シース長はシース電圧の平方根に比例する。一方、Debye 長は $\lambda_D \propto T_e^{1/2} \propto (-V_s)^{1/2}$ 、従って $d_{s0.95}/\lambda_D$ の比はシース電圧 V_s に無関係となる。

(4) シース電圧が一定で、 $\phi_b(T_E)$ が上昇すると、(7.1.19) 式中の T_e , ϑ の両方が増加するが、 ϑ の効果の方が大きいためシース長は幾分長くなる。

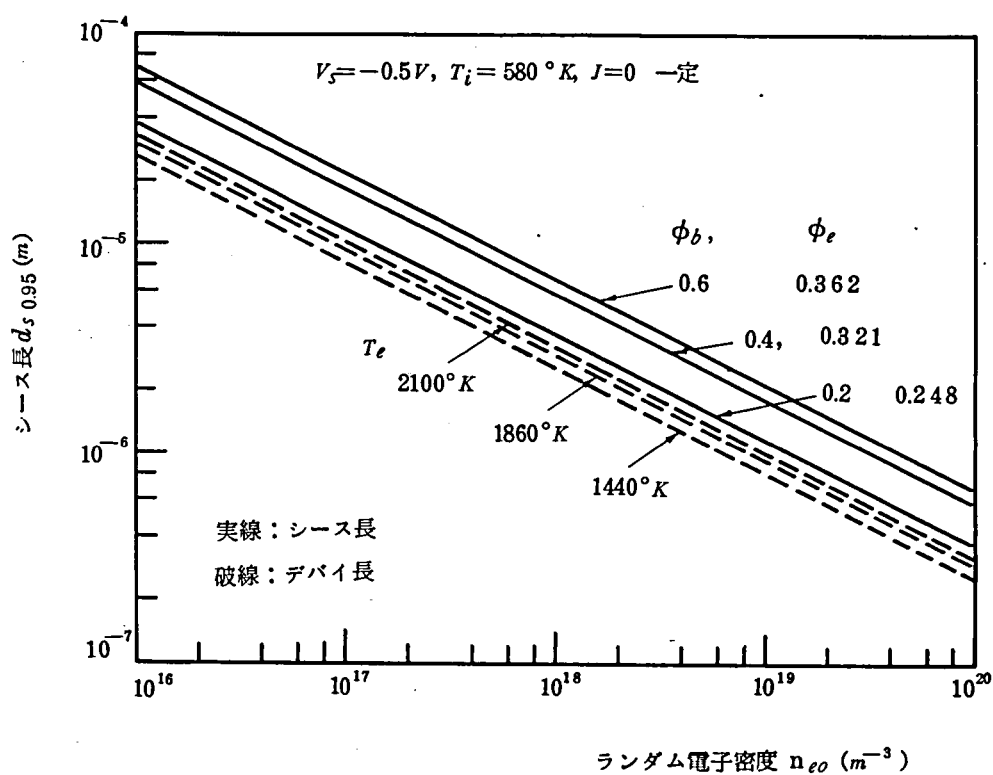
(5) ϕ_i によるシース長の変化は、 ϕ_i が大きくなると T_e , ϑ の両方が増加し、その結果シース長も増加傾向であるが、ごく僅かである。

(6) 電子シースのシース長はダブルシース、イオンシースのシース長の約 $1/4 \sim 1/5$ 程度である。



第 7.4.2 図 シース長 $d_{s0.95}$ と ϕ_b の関係 (モード A)

以上、本章では熱陰極シースが電子シースになる場合にも第 6 章と類似なシースモデルによって、シース構造の解析ができることを述べた。なお、上述のように電子シースはダブルシース、イオンシースに比べて、シース長がかなり短いことが特徴の一つである。



第 7.4.3 図 シース長 $d_{s, 0.95}$ とシース端のランダム電子密度 n_{eo} の関係 (モード A)

第8章 補助放電法における電極シースの構造

本章では、第6章および第7章で述べた熱陰極シース理論を、第5章の補助放電法で著者らの行なった実験状態のエミッタシースに適用し、シースの種類、シース電流の成分、エミッタ表面上の電界強度、シース長等のシース構造を検討した結果を述べる。

最後に、コレクタシース内の電位・電界・電荷密度の分布を計算し、発電器の普通の運転状態におけるシース構造について検討し、コレクタシース（プラズマシース）内と二極真空管（単一電荷電導）内との空間電荷効果の比較を行なった。

8.1 ν の計算式の修正

前述のシース理論により実験状態の熱陰極シースの構造を解析するに際し、 ν に対する計算式の修正が必要であることを述べる。

シース電圧 V_s （陰極面に対するプラズマ電位）が正の場合はダブルシースかイオンシースのいずれかであり（準イオンシースの場合は構造計算式としてはイオンシースのときと同一式である）、 V_s が負の場合は電子シースとなる。そして、いずれの場合でもシース構造の計算は、まず ν の計算から始まる。すなわち、ダブルシース、イオンシースの場合は（6.1.33）、（6.1.33a）式の解 ν_d , ν_i を求め、これらと（6.1.32）（6.1.32a）式の根 ν_{du} , ν_{il} との大小関係より

$$\nu_d \leq \nu_{du} : \text{ダブルシース}$$

$$\nu_i \geq \nu_{il} : \text{イオンシース}$$

$$\nu_{du} < \nu_d, \nu_i < \nu_{il} : \text{準イオンシース}$$

となる。また、電子シースの場合は（7.1.16a）式により ν を求める。

このようにして ν の計算をするに際し、必要な既知量は ϕ_e , ϕ_b , r すなわち、シース電圧 V_s , 電子温度 T_e , 陰極温度 T_E , シース電流密度 J , シース端でのランダム電子密度 n_{es} であり、電子シースの場合は、この他に ϕ_i （イオン温度 T_i ）が必要である。これらの既知量はプラズマのプロブ測定によって得られるが、しかし、プロブ測定で得られる電子密度 n_e は一般に n_{es} と等しくない。熱陰極からプラズマに入

射した電子（密度 n_b ）はプラズマ内での衝突によりすぐに速度がランダム化されるので、 $n_e = n_b + n_{es}$ と考える方が合理的である。したがって n_e が既知でも n_{es} は未知であり、このままでは ν の計算ができないので次のような計算式の修正を行なう必要がある。

$$\left. \begin{aligned} J'_{er} &= e(n_b + n_{es}) \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \\ r' &\equiv \frac{J}{J'_{er}} \end{aligned} \right\} \quad (8.1.1)$$

とおけば

$$r = \frac{J}{J_{er}} = \frac{1 + \sigma\nu}{\nu} r' \quad (8.1.2)$$

となる。この関係により、ダブルシース、イオンシースの ν の計算式はそれぞれ次のように修正される。

ダブルシースの場合：

$$\begin{aligned} &\nu^3 \{ B'^2 (\sigma - 2\delta) - \sigma MC^2 \delta^2 \} - \nu^2 \{ B'^2 \Phi_b^2 - 2B'(\sigma - 2\delta)(r' - CD) \\ &+ MC^2 \delta (\delta + 2\sigma D \Phi_b) \} - \nu \{ (r' - CD) \{ 2B' \Phi_b^2 - (\sigma - 2\delta)(r' - CD) \} \\ &+ MC^2 D \Phi_b (\sigma D \Phi_b + 2\delta) \} - \Phi_b^2 \{ (r' - CD)^2 + MC^2 D^2 \} = 0 \end{aligned} \quad (6.1.33')$$

イオンシースの場合：

$$\begin{aligned} &\nu^3 \left(\frac{\theta}{2} B'^2 - 2\pi\sigma^3 M \right) + \nu^2 \left\{ \theta B' (r' - CD) - \frac{\phi_e}{2} \left(\frac{B'}{D} \right)^2 - 6\pi\sigma^2 M \right\} + \nu \left\{ \frac{\theta}{2} (r' - CD)^2 \right. \\ &\left. - \frac{B' (r' - CD)}{D^2} \cdot \phi_e - 6\pi\sigma M \right\} - \left\{ \frac{\phi_e}{2} \left(\frac{r' - CD}{D} \right)^2 + 2\pi M \right\} = 0 \end{aligned} \quad (6.1.33'_a)$$

ここに $B' \equiv \sigma r' + \exp(-1/\phi_e)$ である。

電子シースの場合は、 $n_{es} = n_{e0}$ 故に $\sigma = 1$ であるので (7.1.16a) 式より

$$\nu \doteq \frac{1}{r' + 1} \left\{ 2 \left(\frac{\phi_b}{\phi_e} \right)^{1/2} - r' \right\} \quad (7.1.16'_a)$$

上記の修正式によって、それぞれの場合の ν の数値計算ができ ν がわかれば、 r その他第6章および第7章で述べたシース構造に関する全ての計算ができることになる。なお、 ν_{du} 、 ν_{il} の計算式には r が含まれていないので修正の必要はなく (6.1.32)

(6.1.32a)式そのままよい。

8.2 補助エミッタシースの構造

シース電流密度 J およびプローブ測定で得られたシース電圧 V_s , 電子温度 T_e , 電子密度 n_e 等の測定値を用い, 第6章のシース理論に基づく補助エミッタシースのシース構造の計算結果を第8.2.1表(外部放電の場合), 第8.2.2表(内部放電の場合)に示す。

この両表より, 大体次のことがわかった。

- (1) 補助エミッタシースは予想通り全てイオンシースのモード B ($\nu_i > \nu_{il}$) である。
- (2) $T_{cs} = 475^\circ K$ のときは, 外部, 内部補助放電ともにシース長 d_s は電子の平均自由行程 λ_e より短かい ($d_s < \lambda_e$) が, $T_{cs} = 523^\circ K$ では $d_s > \lambda_e$ となる。このことが補助放電特性に大きく影響し, 5.5節で述べたこと ($T_{cs} = 475^\circ K$ のときは電離がプラズマ中で起こるが, $T_{cs} = 523^\circ K$ のときは陰極シース内で電離増殖が行なわれる) の理論的裏付けができた。
- (3) ϕ_e が小さく, ν_i が非常に大きいので $\sigma \doteq 1.0$, $n_{es} \doteq n_{e0} \doteq n_e$ になる。
- (4) ϕ_e が小さいためにランダム電子電流 J_e は非常に少なく, シース電流 (= 補助放電電流) は $J = J_b + J_i$ で, J_i が比較的多い。このことは電極面上の電界を強めることになる。
- (5) しかし, 補助エミッタ面上の電界強度は $1 \sim 2 \times 10^5 V/m$ 程度で, 平均的には *Schottky* 効果も大きくないと考えられる。

第 8.2.1 表 外部補助放電の補助エミッタシースの構造

(a) $T_{cs} = 475^\circ K$, $T_{AE} \doteq 740^\circ K$, $\lambda_e = 1.3 \sim 2.2 \times 10^{-4} m^{(42)}$ ($V_s = 5 \sim 20 V$ に対して)

$V_{aux} (V)$	7.0	10	12.5	15.5
$I_{aux} (A)$	3.7×10^{-3}	5.5×10^{-3}	7.0×10^{-3}	8.4×10^{-3}
$J (A/m^2)$	3.0×10	4.44×10	5.65×10	6.80×10
$V_s (V)$	6.87	1.02×10	1.27×10	1.63×10
$T_e (^\circ K)$	2.42×10^3	2.22×10^3	2.26×10^3	2.32×10^3
$n_e (m^{-3})$	1.08×10^{17}	2.82×10^{17}	3.92×10^{17}	5.25×10^{17}
ϕ_e	0.304×10^{-1}	0.188×10^{-1}	0.153×10^{-1}	0.123×10^{-1}
ϕ_b	0.93×10^{-2}	0.625×10^{-2}	0.502×10^{-2}	0.391×10^{-2}
$\sigma = n_{es}/n_{e0}$	$\doteq 1.0$	$\doteq 1.0$	$\doteq 1.0$	$\doteq 1.0$
ν_{il}	0.838×10^2	0.130×10^3	0.161×10^3	0.204×10^3
ν_i	0.116×10^4	0.311×10^4	0.404×10^4	0.561×10^4
ϕ_i	0.152×10^{-1}	0.938×10^{-2}	0.767×10^{-2}	0.613×10^{-2}
シースの種類	イオンシース・B	イオンシース・B	イオンシース・B	イオンシース・B
$n_{es} (m^{-3})$	0.108×10^{18}	0.282×10^{18}	0.392×10^{18}	0.525×10^{18}
τ	0.227×10^{-1}	0.134×10^{-1}	0.122×10^{-1}	0.108×10^{-1}
$J_b (A/m^2)$	0.233×10^2	0.276×10^2	0.329×10^2	0.360×10^2
$J_i (A/m^2)$	0.67×10	0.168×10^2	0.236×10^2	0.320×10^2
$J_e (A/m^2)$	-0.65×10^{-11}	-0.23×10^{-19}	-0.22×10^{-24}	-0.24×10^{-31}
$ds (m)$	0.164×10^{-3}	0.129×10^{-3}	0.123×10^{-3}	0.122×10^{-3}
ds/λ_e	$1.26 \sim 0.75$	$0.99 \sim 0.59$	$0.95 \sim 0.56$	$0.94 \sim 0.55$
$(dV/dx)_{x=0} (V/m)$	7.07×10^4	1.28×10^5	1.62×10^5	2.02×10^5

(注) (1) ds の計算に際しては $\phi_e < 0.2$ なる故, 積分上限値を $\phi_2 = 1 - 0.5 \phi_e$ とした。(6.4.2 項参照)

(b) $T_{cs} = 523^\circ K$, $T_{AE} \doteq 740^\circ K$, $\lambda_e = 3.0 \sim 4.9 \times 10^{-5} m^{42)}$ ($V_s = 5 \sim 20V$ に対して)

$V_{auX}(V)$	1 1.5	9.7	9.4	7.8
$I_{auX}(A)$	5.0×10^{-3}	1.08×10^{-2}	1.88×10^{-2}	3.8×10^{-2}
$J(A/m^2)$	4.06×10	8.68×10	1.52×10^2	3.06×10^2
$V_s (V)$	1.16×10	9.9 0	9.6 4	8.0 4
$T_e (^\circ K)$	3.38×10^3	3.43×10^3	3.68×10^3	3.48×10^3
$n_e (m^{-3})$	0.128×10^{18}	0.218×10^{18}	0.270×10^{18}	0.343×10^{18}
ϕ_e	0.250×10^{-1}	0.299×10^{-1}	0.329×10^{-1}	0.373×10^{-1}
ϕ_b	0.548×10^{-2}	0.644×10^{-2}	0.662×10^{-2}	0.793×10^{-2}
$\sigma = n_{es}/n_{eo}$	$\doteq 1.0$	$\doteq 1.0$	$\doteq 1.0$	$\doteq 1.0$
ν_{il}	0.120×10^3	0.102×10^3	0.955×10^2	0.818×10^2
ν_i	0.133×10^4	0.925×10^3	0.608×10^3	0.330×10^3
ϕ_i	0.125×10^{-1}	0.149×10^{-1}	0.165×10^{-1}	0.187×10^{-1}
シースの種類	イオンシース・B	イオンシース・B	イオンシース・B	イオンシース・B
$n_{es} (m^{-3})$	0.128×10^{18}	0.218×10^{18}	0.270×10^{18}	0.342×10^{18}
γ	0.220×10^{-1}	0.274×10^{-1}	0.374×10^{-1}	0.610×10^{-1}
$J_b (A/m^2)$	0.312×10^2	0.706×10^2	0.131×10^3	0.280×10^3
$J_i (A/m^2)$	0.94×10	0.162×10^2	0.21×10^2	0.26×10^2
$J_e (A/m^2)$	-0.81×10^{-14}	-0.90×10^{-11}	-0.26×10^{-9}	-0.11×10^{-7}
$d_s (m)$	0.200×10^{-3}	0.139×10^{-3}	0.122×10^{-3}	0.984×10^{-4}
d_s/λ_e	6.7~4.1	4.6~2.8	4.1~2.5	3.3~2.0
$(dV/dx)_{x=0} (V/m)$	9.69×10^4	1.21×10^5	1.33×10^5	1.40×10^5

第 8.2.2 表 内部補助放電の補助エミッタシースの構造

(a) $T_{cs} = 474^\circ K$, $T_{AE} \doteq 880^\circ K$, $\lambda_e = 1.3 \sim 2.2 \times 10^{-4} m$ ($V_s = 5 \sim 20 V$ に対して)

$V_{aux}(V)$	5.2	9.2	14.5	23.0
$I_{aux}(A)$	3.0×10^{-3}	4.8×10^{-3}	6.5×10^{-3}	8.8×10^{-3}
$J(A/m^2)$	0.938×10^2	0.150×10^3	0.203×10^3	0.275×10^3
$V_s (V)$	4.83	9.24	1.48×10	2.32×10
$T_e (^\circ K)$	2.02×10^3	1.82×10^3	2.02×10^3	2.02×10^3
$n_e (m^{-3})$	0.102×10^{18}	0.42×10^{18}	0.59×10^{18}	0.60×10^{18}
ϕ_e	0.360×10^{-1}	0.170×10^{-1}	0.118×10^{-1}	0.750×10^{-2}
ϕ_b	0.157×10^{-1}	0.821×10^{-2}	0.514×10^{-2}	0.327×10^{-2}
$\sigma = n_{es}/n_{eo}$	$\doteq 1.0$	$\doteq 1.0$	$\doteq 1.0$	$\doteq 1.0$
ν_{il}	0.590×10^2	0.119×10^3	0.181×10^3	0.285×10^3
ν_i	0.243×10^3	0.956×10^3	0.127×10^4	0.114×10^4
ϕ_i	0.181×10^{-1}	0.850×10^{-2}	0.590×10^{-2}	0.375×10^{-2}
シースの種類	イオンシース・B	イオンシース・B	イオンシース・B	イオンシース・B
$n_{es} (m^{-3})$	0.102×10^{18}	0.42×10^{18}	0.59×10^{18}	0.60×10^{18}
r	0.825×10^{-1}	0.337×10^{-1}	0.308×10^{-1}	0.410×10^{-1}
$J_b (A/m^2)$	0.879×10^2	0.127×10^3	0.170×10^3	0.241×10^3
$J_i (A/m^2)$	0.58×10	0.23×10^2	0.34×10^2	0.34×10^2
$J_e (A/m^2)$	-0.10×10^{-8}	-0.12×10^{-21}	-0.98×10^{-33}	-0.82×10^{-54}
$d_s (m)$	0.141×10^{-3}	0.101×10^{-3}	0.110×10^{-3}	0.143×10^{-3}
d_s/λ_e	1.1~0.64	0.78~0.46	0.85~0.50	1.1~0.65
$(dV/dx)_{x=0} (V/m)$	5.85×10^4	1.45×10^5	2.03×10^5	2.32×10^5

(注) (1) d_s の計算は第 8.2.1 表のときと同じである。

(b) $T_{cs} = 524^\circ\text{K}$, $T_{AE} \doteq 880^\circ\text{K}$, $\lambda_e = 3.0 \sim 4.9 \times 10^{-5} \text{m}$ ($V_s = 5 \sim 20 \text{V}$ に対して)

$V_{auX}(V)$	4.4	6.5	8.0	7.5
$I_{auX}(A)$	1.2×10^{-2}	2.7×10^{-2}	5.8×10^{-2}	1.0×10^{-1}
$J(A/m^2)$	3.75×10^2	8.44×10^2	1.81×10^3	3.13×10^3
$V_s (V)$	4.47	6.93	8.38	7.73
$T_e (^\circ\text{K})$	2.17×10^3	2.72×10^3	2.82×10^3	2.77×10^3
$n_e (m^{-3})$	0.340×10^{18}	0.589×10^{18}	0.81×10^{18}	0.97×10^{18}
ϕ_e	0.418×10^{-1}	0.338×10^{-1}	0.290×10^{-1}	0.309×10^{-1}
ϕ_b	0.170×10^{-1}	0.109×10^{-1}	0.905×10^{-2}	0.981×10^{-2}
$\sigma = n_{es}/n_{eo}$	$\doteq 1.0$	$\doteq 1.0$	$\doteq 1.0$	$\doteq 1.0$
ν_{il}	0.526×10^2	0.730×10^2	0.868×10^2	0.808×10^2
ν_i	0.193×10^3	0.183×10^3	0.126×10^3	0.831×10^2
ϕ_i	0.210×10^{-1}	0.170×10^{-1}	0.146×10^{-1}	0.156×10^{-1}
シースの種類	イオンシーす・B	イオンシーす・B	イオンシーす・B	イオンシーす・B
$n_{es} (m^{-3})$	0.338×10^{18}	0.586×10^{18}	0.804×10^{18}	0.959×10^{18}
τ	0.957×10^{-1}	0.111	0.171	0.249
$J_b (A/m^2)$	0.355×10^3	0.805×10^3	0.176×10^4	0.306×10^4
$J_i (A/m^2)$	0.20×10^2	0.39×10^2	0.55×10^2	0.65×10^2
$J_e (A/m^2)$	-0.16×10^{-6}	-0.11×10^{-8}	-0.11×10^{-10}	-0.11×10^{-9}
$d_s (m)$	0.733×10^{-4}	0.706×10^{-4}	0.675×10^{-4}	0.593×10^{-4}
d_s/λ_e	2.4 ~ 1.5	2.4 ~ 1.4	2.3 ~ 1.4	2.0 ~ 1.2
$(dV/dx)_{x=0} (V/m)$	1.05×10^5	1.66×10^5	2.06×10^5	2.13×10^5

8.3 主エミッタシースの構造

前節と同一の実験状態における主エミッタ近傍のシース構造について述べる。

主エミッタシースは補助エミッタシースに比べてシース電圧 V_s の小さいことが特徴である。従って、シース構造の計算にはシース電圧の正確な値が特に要求される。著者らのプローブ測定で得られたプラズマ電位 V_p は、その値が小さいために誤差が入りやすいこと、および主エミッタに対するプローブの挿入位置等より V_p を V_s として採用することは適当ではない。そこで、下記の (8.3.1) ~ (8.3.3) 式で計算した V_s をシース電圧として採用し、シース構造の計算を行なった。

ダブルおよびイオンシースの場合 (6.1.31) 式において $J_b = J_{ES}$, J_i は無視できるとすると

$$V_s = \frac{kT_e}{e} \ln \left(\frac{J_{er}}{J_{ES} - J} \right), \quad J \geq J_{ES} - J_{er} \quad (8.3.1)$$

となる。ただし、上式において J_{er} は最初は未知であるので、代りに J'_{er} で第1回目のシース構造の計算を行ない、その結果より再度 V_s を求めて第2回目の計算を行う必要がある。また、第1回目の計算結果がダブルシースになった場合は、第2回目の計算に際し

$$V'_s = \frac{kT_E}{e} \ln \left(\frac{J_{ES}}{J_b} \right) \quad (8.3.2)$$

により V'_s を求め、 $(V_s + V'_s)$ をシース電圧とする必要がある。

電子シースの場合 ((8.3.1) 式で $V_s < 0$ になるとき) は、(7.1.15) 式において $J_b = J_{ES} \cdot \exp(eV_s/kT_E)$, J_i は無視すると

$$V_s = \frac{kT_E}{e} \ln \left(\frac{J_{er} + J}{J_{ES}} \right), \quad J \leq J_{ES} - J_{er} \quad (8.3.3)$$

となり V_s が求められる。ただし、電子シースの場合は (7.1.16 $'_a$) 式よりわかるように、 ν は V_s には直接依存せず、 ϕ_b/ϕ_e により決まるので、計算順序としては先に ν , J_{er} を求め、次いで V_s の計算ができることになる。

外部および内部補助放電の場合のシース構造の計算結果を、それぞれ第 8.3.1 8.3.2 表に示す。

上記の両表より大体次のことがわかった。

(a) $T_{cs} = 475^\circ K$ のとき

(1) 補助放電電流 I_{aux} が少ないときは、電子空間電荷の中和が不十分で主エミッタシースは依然として電子シースである。

(2) I_{aux} の増加に従ってイオンシースに変化し、 J_b が J_{ES} に近くなり空間電荷障壁を除去するという初期の目的は達せられているが、シース電圧が小さいのでプラズマからのランダム電子電流 J_e が可成り大きく、 J はこの分だけ J_{ES} より減少することになる。従って、主エミッタ近傍の電子空間電荷が除去され主エミッタシースがイオンシースになっても、発電器の出力電流は一般に主エミッタから放出される飽和熱電子電流より少ない。そして J_e の効果的な抑制法としては発電空間の電極間隔の短縮により空間両端のプラズマ密度差を減じ、主エミッタ側の J_{er} の増大を抑制するしか方法がない。

(3) 主エミッタ面上の電界強度は電子シースのときで $\sim -5 \times 10^4 V/m$ 、イオンシースでは $\sim 2 \times 10^4 V/m$ 程度であり強くない。

(b) $T_{cs} = 523^\circ K$ のとき

(1) 外部、内部放電ともに実験の全範囲において、主エミッタシースはすべて電子シースである。このことは $J < J_{ES} - J_{er}$ を意味し、5.5節および8.2節で述べたように補助放電によって発生したイオンが直接、補助エミッタに流れて空間電荷の中和に有効に役立たないためである。

(2) $T_{cs} = 523^\circ K$ のときは J_{ES} の値が $T_{cs} = 475^\circ K$ のときの5～6倍に増加しているので、中和が困難であることも電子シースになる原因の一つである。

(3) 主エミッタ面上の電界強度は $-1 \times 10^5 V/m$ 程度である。

なお、上記の他 ν の値は T_{cs} に関係なく、電子シースの場合は $0.8 \sim 1.1 (\because n_{e0} \doteq n_b)$ 、

第 8.3.1 表 外部補助放電の主エミッタシースの構造

(a) $T_{cs} = 475^\circ K$, $T_{ME} = 1200^\circ K$, $J_{ES} = 0.620 \times 10^4 A/m^2$, $\lambda_e = 1.6 \sim 3.3 \times 10^{-4} m$

$V_{auX} (V)$	7.0	10	12.5	15.5
$I_{auX} (A)$	3.7×10^{-3}	5.5×10^{-3}	7.0×10^{-3}	8.4×10^{-3}
$I_\ell (A)$	3.0×10^{-2}	1.25×10^{-1}	2.95×10^{-1}	5.0×10^{-1}
$J (A/m^2)$	0.233×10^3	0.969×10^3	0.229×10^4	0.388×10^4
$V_s (V)$	-0.198	-0.899×10^{-1}	-0.409×10^{-1}	0.210
$T_e (^\circ K)$	2.52×10^3	2.50×10^3	2.57×10^3	2.65×10^3
$n_e (m^{-3})$	1.08×10^{17}	2.82×10^{17}	3.92×10^{17}	5.25×10^{17}
ϕ_{el}	0.452	0.810	0.128×10	—
ϕ_e	0.110×10	0.240×10	0.541×10	0.109×10
ϕ_b	0.523	0.115×10	0.253×10	0.492
ν_{eu}	0.161×10	0.150×10	0.127×10	$\sigma = 0.913$
ν_e	0.103×10	0.869	0.618	—
ν_{du}	—	—	—	0.244×10
ν_{il}	—	—	—	0.266×10
ν_d	—	—	—	0.389×10
ν_i	—	—	—	0.390×10
ϕ_i	0.207	0.455	0.100×10	0.679
シースの種類	電子シース・B	電子シース・B	電子シース・B	イオンシース・B
$n_{es} (m^{-3})$	0.548×10^{17}	1.31×10^{17}	1.50×10^{17}	4.10×10^{17}
γ	0.340	0.594	0.121×10	0.674
$J_b (A/m^2)$	0.917×10^3	0.260×10^4	0.418×10^4	0.613×10^4
$J_i (A/m^2)$	0.950×10^{-2}	0.345	0.159×10	0.382×10^2
$J_e (A/m^2)$	-0.684×10^3	-0.163×10^4	-0.189×10^4	-0.229×10^4
$d_s (m)$	0.124×10^{-4}	0.688×10^{-5}	0.493×10^{-5}	0.485×10^{-4}
$(dV/dx)_{x=0} (V/m)$	-4.62×10^4	-3.40×10^4	-2.08×10^4	1.20×10^4

(注) (1) $I = I_\ell$ のときの計算である。(2) 電子シースになる場合は $T_i \doteq T_{cs}$ とした。

(3) d_s の計算に際し積分上限値 ϕ_2 は電子シースのときは $\phi_2 = -0.95$, イオンシースのときは $\phi_2 = 0.90$ とした。

(b) $T_{cs}=523^{\circ}K$, $T_{ME}=1200^{\circ}K$, $J_{ES}=0.330 \times 10^5 A/m^2$, $\lambda_e = 3.0 \sim 7.4 \times 10^{-5} m$

$V_{auX} (V)$	11.5	9.7	9.4	7.8
$I_{auX} (A)$	5.0×10^{-3}	1.08×10^{-2}	1.88×10^{-2}	3.8×10^{-2}
$I_{\ell} (A)$	1.7×10^{-2}	2.7×10^{-2}	4.2×10^{-2}	6.0×10^{-2}
$J (A/m^2)$	0.132×10^3	0.209×10^3	0.326×10^3	0.465×10^3
$V_s (V)$	-0.355	-0.300	-0.277	-0.251
$T_e (^{\circ}K)$	$\approx 3.2 \times 10^3$	$\approx 3.2 \times 10^3$	$\approx 3.2 \times 10^3$	$\approx 3.2 \times 10^3$
$n_e (m^{-3})$	1.28×10^{17}	2.18×10^{17}	2.70×10^{17}	3.43×10^{17}
$\phi_{e\ell}$	0.305	0.355	0.376	0.406
ϕ_e	0.777	0.918	0.997	0.110×10
ϕ_b	0.291	0.344	0.374	0.412
ν_{eu}	0.171×10	0.174×10	0.171×10	0.169×10
ν_e	0.107×10	0.108×10	0.105×10	0.103×10
ν_{du}	—	—	—	—
$\nu_{i\ell}$	—	—	—	—
ν_d	—	—	—	—
ν_i	—	—	—	—
ϕ_i	0.127	0.150	0.163	0.180
シースの種類	電子シース・B	電子シース・B	電子シース・B	電子シース・B
$n_{es} (m^{-3})$	0.663×10^{17}	1.13×10^{17}	1.38×10^{17}	1.74×10^{17}
r	0.141	0.131	0.167	0.190
$J_b (A/m^2)$	0.106×10^4	0.180×10^4	0.227×10^4	0.291×10^4
$J_i (A/m^2)$	0.561×10^{-3}	0.321×10^{-2}	0.674×10^{-2}	0.152×10^{-1}
$J_e (A/m^2)$	-0.933×10^3	-0.160×10^4	-0.195×10^4	-0.245×10^4
$ds (m)$	0.116×10^{-4}	0.894×10^{-5}	0.797×10^{-5}	0.703×10^{-5}
$(dV/dx)_{x=0} (V/m)$	-1.17×10^5	-1.15×10^5	-1.14×10^5	-1.12×10^5

第 8.3.2 表 内部補助放電の主エミッタシースの構造

(a) $T_{cs} = 474^\circ K$, $T_{ME} = 1200^\circ K$, $J_{ES} = 0.599 \times 10^4 A/m^2$, $\lambda_e = 1.6 \sim 3.3 \times 10^{-4} m$

$V_{auX} (V)$	5.2	9.2	14.5	23	31.5
$I_{auX} (A)$	3.0×10^{-3}	4.8×10^{-3}	6.5×10^{-3}	8.8×10^{-3}	1.1×10^{-2}
$I_\ell (A)$	5.5×10^{-2}	2.8×10^{-1}	5.1×10^{-1}	6.0×10^{-1}	7.15×10^{-1}
$J (A/m^2)$	0.266×10^3	0.135×10^4	0.246×10^4	0.290×10^4	0.345×10^4
$V_s (V)$	-0.202	-0.528×10^{-1}	0.914×10^{-1}	0.116	0.184
$T_e (K)$	2.02×10^3	1.82×10^3	2.02×10^3	2.02×10^3	2.06×10^3
$n_e (m^{-3})$	1.02×10^{17}	4.2×10^{17}	5.9×10^{17}	6.0×10^{17}	7.0×10^{17}
$\phi_{e\ell}$	0.427	0.125×10	—	—	—
ϕ_e	0.864	0.297×10	0.190×10	0.150×10	0.965
ϕ_b	0.513	0.196×10	0.113×10	0.891	0.562
ν_{eu}	0.151×10	0.156×10	$\sigma = 0.847$	$\sigma = 0.876$	$\sigma = 0.925$
ν_e	0.106×10	0.101×10	—	—	—
ν_{du}	—	—	0.175×10	0.193×10	0.221×10
$\nu_{i\ell}$	—	—	0.144×10	0.174×10	0.242×10
ν_i	—	—	0.374×10	0.400×10	0.540×10
ν_i	—	—	0.374×10	0.401×10	0.541×10
ϕ_i	0.203	0.776	0.111×10	0.885	0.554
シースの種類	電子シース・B	電子シース・B	イオンシース・B	イオンシース・B	イオンシース・B
$n_{es} (m^{-3})$	0.525×10^{17}	2.11×10^{17}	4.49×10^{17}	4.67×10^{17}	5.83×10^{17}
τ	0.453	0.604	0.416	0.486	0.485
$J_b (A/m^2)$	0.853×10^3	0.360×10^4	0.593×10^4	0.592×10^4	0.594×10^4
$J_i (A/m^2)$	0.816×10^{-2}	0.127×10	0.362×10^2	0.371×10^2	0.431×10^2
$J_e (A/m^2)$	-0.587×10^3	-0.224×10^4	-0.350×10^4	-0.306×10^4	-0.253×10^4
$d_s (m)$	0.130×10^{-4}	0.569×10^{-5}	0.413×10^{-4}	0.388×10^{-4}	0.303×10^{-4}
$(dV/dx)_{x=0} (V/m)$	-4.55×10^4	-2.41×10^4	0.814×10^4	1.01×10^4	1.77×10^4

(注) (1) $T_{cs} = 524^\circ K$ のときは I_ℓ 不明のためプローブ測定時の I で計算した。
 その他は第 8.3.1 表のときと同じである。

(b) $T_{cs} = 524^\circ K$, $T_{ME} = 1200^\circ K$, $J_{ES} = 0.358 \times 10^5 A/m^2$, $\lambda_e = 3.0 \sim 7.4 \times 10^{-5} m$

$V_{auX} (V)$	4.4	6.5	8.0	7.5
$I_{auX} (A)$	1.2×10^{-2}	2.7×10^{-2}	5.8×10^{-2}	1.0×10^{-1}
$I_\ell (A)$	$*^1 3.3 \times 10^{-1}$	$*^1 5.7 \times 10^{-1}$	$*^1 5.7 \times 10^{-1}$	$*^1 7.0 \times 10^{-1}$
$J (A/m^2)$	0.159×10^4	0.275×10^4	0.275×10^4	0.338×10^4
$V_s (V)$	-0.246	-0.186	-0.160	-0.141
$T_e (^\circ K)$	2.17×10^3	2.72×10^3	2.82×10^3	2.77×10^3
$n_e (m^{-3})$	3.4×10^{17}	5.89×10^{17}	8.1×10^{17}	9.7×10^{17}
ϕ_{el}	0.323	0.418	0.521	0.575
ϕ_e	0.760	0.126×10	0.152×10	0.169×10
ϕ_b	0.420	0.557	0.647	0.733
ν_{eu}	0.118×10	0.124×10	0.142×10	0.142×10
ν_e	0.771	0.712	0.833	0.829
ν_{du}	—	—	—	—
ν_{il}	—	—	—	—
ν_d	—	—	—	—
ν_i	—	—	—	—
ϕ_i	0.183	0.243	0.282	0.320
シースの種類	電子シース・B	電子シース・B	電子シース・B	電子シース・B
$n_{es} (m^{-3})$	1.48×10^{17}	2.45×10^{17}	3.68×10^{17}	4.40×10^{17}
r	0.929	0.867	0.566	0.587
$J_b (A/m^2)$	0.331×10^4	0.593×10^4	0.762×10^4	0.914×10^4
$J_i (A/m^2)$	0.167×10^{-1}	0.110	0.269	0.490
$J_e (A/m^2)$	-0.172×10^4	-0.318×10^4	-0.486×10^4	-0.576×10^4
$d_s (m)$	0.676×10^{-5}	0.494×10^{-5}	0.430×10^{-5}	0.389×10^{-5}
$(dV/dx)_{x=0} (V/m)$	-1.15×10^5	-1.08×10^5	-1.04×10^5	-9.90×10^4

イオンシースの場合は $4 \sim 6$ ($\therefore n_{e0} > n_b$), $\sigma = n_{es} / n_{e0} = 0.85 \sim 0.93$ 程度である。また、シース長は実験の全範囲において $d_s < \lambda_e$ であり、シース理論の仮定を満足している。

8.4 コレクタシース内の電氣的分布

コレクタ側のシースについて述べる。一般に、発電器電流の未飽和域ではコレクタ電位が周囲のプラズマ電位より低くなるので、コレクタ近傍にはイオンシースが、飽和域では逆にコレクタ電位の方が高くなるので電子シースができるものと考えられる。本節ではこのようなコレクタシース内の電氣的分布およびシース長について考察する。

8.4.1 コレクタ側のイオンシース

コレクタ温度が十分低ければそれからの熱電子放出は無視できる。さらに発電器電流が 0 に近いときのイオンシース電圧は $1V$ 以上にもなる。等よりコレクタイオンシースには浸透効果を考慮した平板状プローブ近傍のシース理論が適用できるものと考えられる。このシース理論によれば無じよう乱のプラズマ端を原点とすると、イオンシース内の *Poisson* 方程式は次の式で与えられる。⁴⁹⁾ (MKS 単位)

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} \exp(-1/2) n_{e0} \left[\exp\{e(V - V_t)/kT_e\} - \left(\frac{V_t}{V}\right)^{1/2} \right] \quad (8.4.1)$$

ここに、 n_{e0} : プラズマ端の電子密度、 $V_t = -kT_e/2e$: 転移点の電位である。

ここで、コレクタシース内の電氣的分布の簡潔な表現法に関連して、エミッタシースとコレクタシースの主な相違について考察する。エミッタシースの場合は、エミッタからの放出電子がシース内をプラズマ方向に移動してできる、いわゆる入射電子流がシース電流の主役である。一方、コレクタシースの場合は、シース内をコレクタ方向に移動するプラズマ端のランダム電子流がシース電流の主役であり、コレクタからの熱電子放出は無視できる程度である。従って、シース内を流れるシース電流の方向とその電流源に関して両シースは全く異なる。それ故、コレクタシースの場合は入射電子流 $J_b \rightarrow 0$, パラメータ $q \rightarrow 0$ となり、第 6 章、第 7 章で述べた熱陰極シースの解析法における (6.1.24) 式あるいは (7.1.10) 式の意義がなくなる。また、電流源の違いから、エミッタシースはシースのエミッタ側の構造に主な問題点があるのに対

し、コレクタシースはシースのプラズマ側の構造に重点がおかれる。

両シース間のこのような違いから、エミッタシースの解析に用いた正規化法はコレクタシースの場合には適当ではなくなる。そこで、コレクタシースの解析に際しては次のような正規化を行なう。

$$\eta = \frac{V}{V_e} = \frac{V}{kT_e/e}, \quad \xi = \frac{x}{\lambda_D} = \frac{x}{(\epsilon_0 kT_e / e^2 n_{e0})^{1/2}} \quad (8.4.2)$$

従って、正規化された Poisson 方程式、電界式 ($d^2\eta/d\xi^2$ を $\eta = -1/2$ で $d\eta/d\xi = 0$ の条件で積分する) およびシース長は次のようになる。

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} = \exp(-1/2) \cdot \left\{ \exp(\eta + \frac{1}{2}) - (-2\eta)^{-1/2} \right\} \quad (8.4.3)$$

$$\frac{d\eta}{d\xi} = - \left\{ 2 \exp(-\frac{1}{2}) \right\}^{1/2} \cdot \left\{ \exp(\eta + \frac{1}{2}) + (-2\eta)^{1/2} - 2 \right\}^{1/2} \quad (8.4.4)$$

$$\xi_b - \xi_a = - \left\{ \frac{\exp(1/2)}{2} \right\}^{1/2} \cdot \int_{\eta_a}^{\eta_b} \left\{ \exp(\eta + \frac{1}{2}) + (-2\eta)^{1/2} - 2 \right\}^{-1/2} d\eta \quad (8.4.5)$$

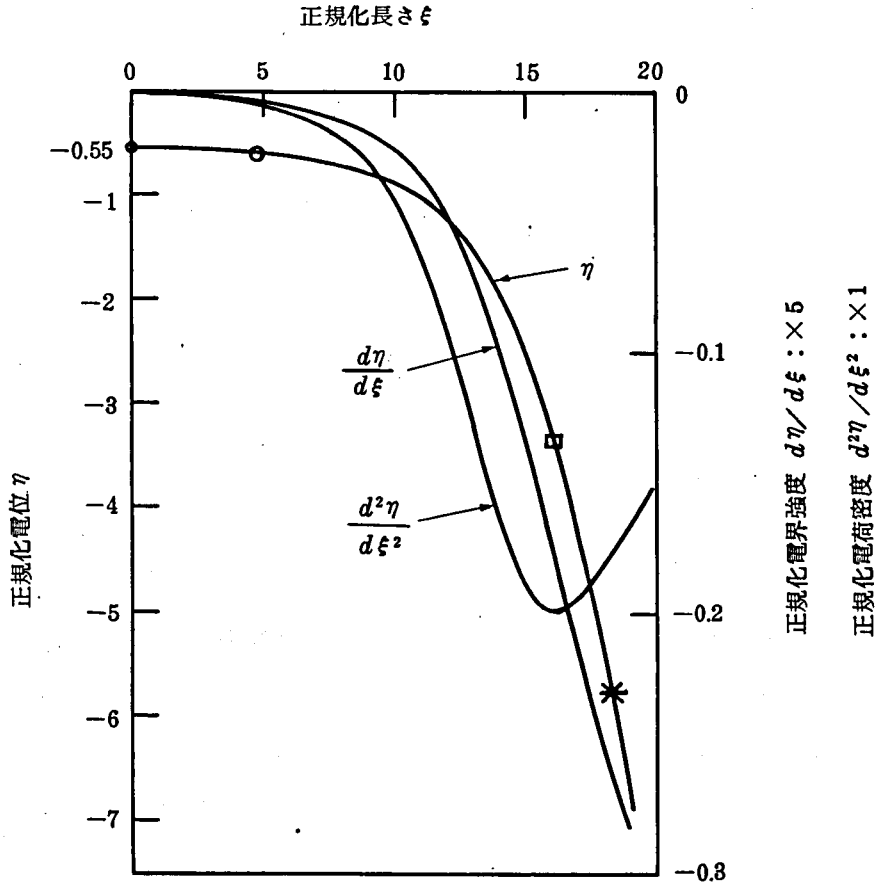
上の3式より、上記の正規化によってコレクタイオンシース内の電氣的諸量は n_{e0} , T_e に無関係となり、簡潔な式で表現できることがわかる。(8.4.3)式から計算したイオンシース内の電位・電界・電荷密度の分布を第8.4.1図に示す。同図によってシース電圧が変化(従って発電器電流が変化)したときのシース内の電氣的量の分布状態およびシース長がわかることになる。なお、同図の分布は電算機のADSLシステムを使用して計算したものであるが、(8.4.3), (8.4.4)両式からわかるように転移点 $\eta = \eta_t = -0.5$ における電荷密度・電界強度は共に0であるので、転移点を初期値とした計算はできない。それ故、 $\eta = 1.1$, $\eta_t = -0.55$, $(d\eta/d\xi)_{\eta=1.1\eta_t}$ を初期値として採用した。従って、同図はシース電位が $1.1\eta_t$ 以後の分布を示すものであり、それ以前の分布は示されていない。

第8.4.1図で*印は発電器電流が0になるときの器壁電位 η_f (C_s プラズマの場合)を示し、口印はシース内の電荷密度(イオン過剰)が最大になる位置を表わす。

(8.4.3) 式に $d^3\eta/d\xi^3=0$ の条件を適用すると電荷密度最大点の電位 η_m は

$$(-2\eta)^{3/2} \cdot \exp(\eta + \frac{1}{2}) - 1 = 0 \quad (8.4.6)$$

の解として与えられ,上式を計算すると $\eta_m \doteq -3.356$ となる。また, ○印は 6.4.2 項の(b)で述べたと同様な密度分布の近似法による実質的なシース端を表わす。すなわち



第8.4.1図 コレクタ近傍のイオンシース内の電位・
電界・電荷密度の分布

コレクタ面が電荷密度の最大点 (ξ_m, η_m) にある場合を考えると, このときのシース長 ξ_s に関する (6.4.7) 式は

$$\xi_s = \left(\frac{3\eta}{d\eta/d\xi} \right)_{\eta=\eta_m} \quad (8.4.7)$$

となる。上式を計算すると $\xi_s \doteq 11.3$ となり、従って実質的なシース端の位置および電位を ξ_0, η_0 とすると $\xi_0 = \xi_m - \xi_s \doteq 4.8$, $\eta_0 \doteq -0.608$ になる。また、発電器電流が 0 になるときのシース長は $\xi_f - \xi_0 \doteq 13.5$ になる。

以上のことから、発電器のコレクタイオンシース内の電氣的諸量の分布およびシース長がわかることになる。特にシース長については $\xi_0 \sim \xi_m$ 間の長さが *Debye* 長の約 11 倍程度もあり、比較的長いことが注目される。発電器の実際の運転状態ではコレクタ側はイオンシースになる場合が多く、特に点火モードのときは n_{eo} が大きいのでイオンシースになりやすい。しかし、 η_m の値が比較的大きいので、シース電圧は普通 V_m 以内 ($T_e = 2000 \sim 5000^\circ K$ に対して $V_m = \eta_m V_e \doteq -0.58 \sim -1.4V$) と考えられ、従ってシース長も *Debye* 長の約 10 倍以内ということになる。

8.4.2 コレクタ側の電子シース

この場合はシース電界によりイオンは反発され、コレクタへの到達を妨げられるので、イオンに対する電界の浸透作用を考えなくてよい。従ってプラズマ端を原点とするとシース内の *Poisson* 方程式は次のようになる。

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} n_{eo} \left\{ \left(\frac{V_e}{4\pi} \right)^{1/2} \left(V + \frac{V_e}{4\pi} \right)^{-1/2} - \exp(-V/V_i) \right\} \quad (8.4.8)$$

ここに $V_e = kT_e/e$, $V_i = kT_i/e$ で、上式は第 7 章の解析において陰極からの熱電子放出がない場合 ($J_{ES} = 0$) に相当している。電子シースの場合も前項のイオンシースの場合と同様な正規化を行なうと、正規化された *Poisson* 方程式、電界式 ($d^2 \eta / d\xi^2$ を $\eta = 0$ で $d\eta/d\xi = 0$ の条件で積分する) およびシース長は次のようになり、 n_{eo}, T_e に無関係となる。

$$\frac{d^2 \eta}{d\xi^2} = (4\pi\eta + 1)^{-1/2} - \exp(-\eta/\eta_i) \quad (8.4.9)$$

$$\frac{d\eta}{d\xi} = (\pi)^{-1/2} \left[(4\pi\eta + 1)^{1/2} - 1 - 2\pi\eta_i \{ 1 - \exp(-\eta/\eta_i) \} \right]^{1/2} \quad (8.4.10)$$

$$\xi_b - \xi_a = \pi^{1/2} \int_{\eta_a}^{\eta_b} \left[(4\pi\eta + 1)^{1/2} - 1 - 2\pi\eta_i \{ 1 - \exp(-\eta/\eta_i) \} \right]^{-1/2} d\eta \quad (8.4.11)$$

また、電荷密度 (電子過剰) の最大点の電位 η_m は

$$(2\pi\eta_i)^{-1} \cdot (4\pi\eta+1)^{3/2} \cdot \exp(-\eta/\eta_i) - 1 = 0 \quad (8.4.12)$$

の解となり、 $\eta_i = 1/6.5$ とすると $\eta_m \doteq 0.437$ 、 η_m の位置は $\xi_m \doteq 4.3$ となる。

(8.4.9) 式から計算した電子シース内の電位・電界・電荷密度の分布を第 8.4.2 図の実線で示す。ただし、この場合も初期値として $\eta = 0$ の位置を採用できないので、 $\eta = 0.1/4\pi$ の位置 ($T_e = 2000 \sim 5000^\circ K$ に対して $V = 1.37 \sim 3.43 \times 10^{-3} V$) を初期値としたものである。なお、図中の口印は η_m 点を表わし、また○印は (8.4.7) 式から求めた実質的なシース端 ($\xi_s \doteq 2.9$ 故に $\xi_o = \xi_m - \xi_s \doteq 1.4$, $\eta_o \doteq 0.021$) を示す。

発電器の出力特性からわかるように、電子シースのシース電圧が増しても出力電流はほぼ一定で、出力電圧が減少するだけであるので、普通はシース電圧が 0 付近で運転を行ない、たとえコレクタシースが電子シースになってもシース電圧は非常に小さく $0.1 V$ ($\eta \doteq 0.23 \sim 0.58$ に相当する) 程度である。それ故、コレクタ側の電子シースは実際上はその影響が比較的小さいと考えられる。

次に、上述の電子シース内の電氣的分布と二極真空管内の分布との関係について検討する。空間電荷制限状態にある二極管内の特性は周知のように *Langmuir-Child* の $3/2$ 乗則 (6.1.18) 式で表わされる。いま、陽極電圧がシース電圧に等しく、コレクタ側のプラズマ端におけるランダム電子電流と等しい陽極電流が流れている二極真空管を仮想すると、このような二極管内の *Poisson* 方程式は次のようになる。

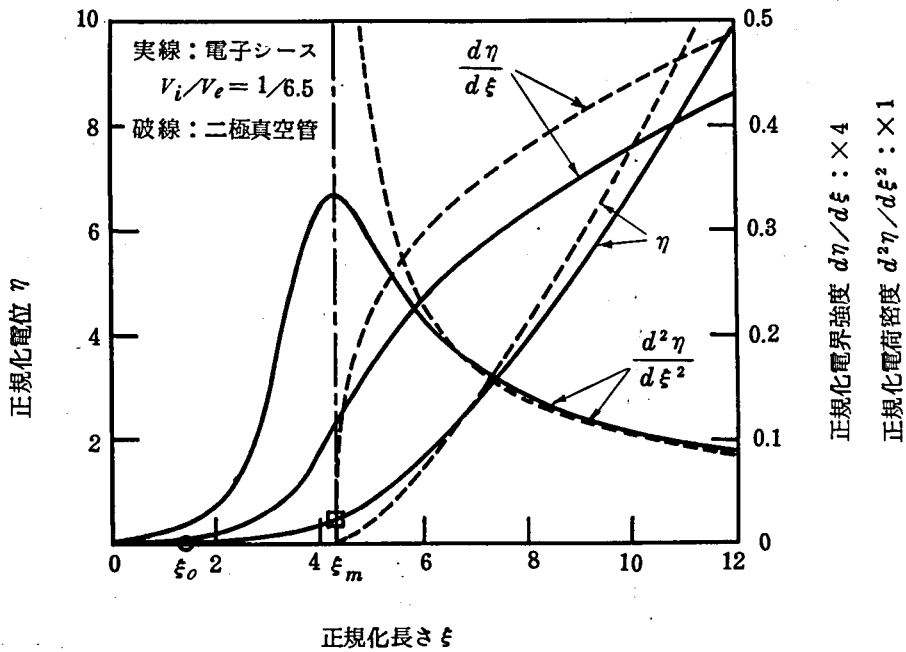
$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} n_{eo} \left(\frac{kT_e}{4\pi e} \right)^{1/2} V^{-1/2} \quad (8.4.13)$$

従って、(8.4.2) 式の正規化を行なうと、正規化された *Poisson* 方程式、電界式 ($d^2 \eta / d\xi^2$ を $\eta = 0$ で $d\eta / d\xi = 0$ の条件で積分する) および電位式 ($d\eta / d\xi$ を $\xi = 0$ で $\eta = 0$ の条件で積分する) は

$$\frac{d^2 \eta}{d\xi^2} = (4\pi\eta)^{-1/2} \quad (8.4.14)$$

$$\frac{d\eta}{d\xi} = \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}}\right)^{1/2} \cdot \eta^{1/4} \quad (8.4.15)$$

$$\eta = \left(\frac{9}{8\sqrt{\pi}}\right)^{2/3} \cdot \xi^{4/3} \quad (8.4.16)$$



第 8.4.2 図 コレクタ電子シース内と二極真空管内の
電位・電界・電荷密度分布の比較

となる。上式より計算した二極真空管内の電位・電界・電荷密度の分布を第 8.4.2 図の破線で示す。ただし、破線の分布は縦軸を ξ_m だけ移動させて画いており、そうすることによって実線の分布（電子シース内）と比較的よく一致することがわかる。このことは次のように考えられる。すなわち、電子シースの場合はシース内に電荷密度の最大点 ξ_m が存在し、 ξ_m よりプラズマ側は電子・イオンの共存域であるが、 ξ_m よりコレクタ側はイオンがほとんど存在せず電子だけの領域となる。一方、二極真空管内には電子のみが存在する。従って、第 8.4.2 図において ξ_m の位置が二極管の陰極面に相当し、 ξ_m よりコレクタ側の分布が、二極管内の分布と対応することになる。従って、 η が η_m より大きいとき、コレクタ側の電子シースの長さ ds は一般に、電子・イオンの共存域の長さ dm ($dm = (\xi_m - \xi_0) \cdot \lambda_D \div 2.9 \lambda_D$) と、シース電

圧・シース電流が既知であれば $3/2$ 乗則から容易に求まる二極管の電極間隔 d の和となり、次式で表わされる。

$$d_s = d_m + d \quad (8.4.17)$$

上式の関係は、コレクタ側がイオンシースの場合でも全く同じであり、電子シースに比べてイオンシースのときは、 $d_m \doteq 11.3 \lambda_D$ (8.4.1 項参照) と長くなる。

以上、電子シースの場合を例として、コレクタシース内と二極真空管内との電氣的諸量の比較の結果、概念的にはコレクタシースを次のように特徴づけることができる。すなわち、電子シース・イオンシースいずれの場合でも、シース電圧が大きいときはコレクタシースは電子・イオンの共存域と電子またはイオンの単独域の二つの領域から成り、単独域の電氣的状態は二極真空管内のそれと大体同じである。換言すれば、コレクタシース内には電子・イオンの共存域が必ず存在することが、二極真空管内との主な相違であり、特に発電器の普通の運転状態では、シース電圧が比較的小さいのでコレクタシースはほとんど共存域だけで占められることになる。

8.5 結 言

以上、本章では熱陰極シース理論に基づき、補助放電法の実験で得た測定値を用いて補助エミッタシースおよび主エミッタシースのシース構造を解析した結果を述べ、さらに、コレクタ側のシースについて、コレクタシース内と二極真空管内との空間電荷効果の相違点を論じたが、その要点をまとめると次のとおりである。

(1) 熱陰極シース理論の適用に際し、プローブ測定などで得られるプラズマ電子密度は、プラズマ端におけるランダム電子密度と入射電子密度の和と考えられるので、 ν の計算式に修正が必要である。

(2) 補助エミッタシースは、実験の全範囲においてイオンシースのモード B であった。そして、 $T_{cs} = 475^\circ K$ ではシース長は電子の平均自由行程より短いが、 $T_{cs} = 523^\circ K$ ではシース長の方が長くなった。このことが補助放電特性に大きく影響し $T_{cs} = 475^\circ K$ のときは電離がプラズマ中で起こるが、 $T_{cs} = 523^\circ K$ のときはシース内で電離増殖が行なわれるということの理論的裏付けができた。

(3) 主エミッタシースについては、 $T_{cs} = 475^\circ K$ のときは補助放電電流の増加に従って、電子シースからイオンシースに変化し、電子空間電荷は除去された。しかし、

イオンシースになってもプラズマから主エミッタへ逆流するランダム電子電流が可成り大きく、発電器の出力電流はこの分だけ主エミッタの飽和熱電子電流より減少することになる。

(4) さらに、 $T_{cs}=523^{\circ}K$ のときは補助放電電流の増加にもかかわらず、実験の全範囲において主エミッタシースは依然として電子シースであった。このことは上記の(2)からもわかるように、補助放電によって発生したイオンが直接補助エミッタへ流れて、空間電荷の中和に有効に役立たないためである。

(5) エミッタ面上の電界強度は、補助エミッタで $1 \sim 2 \times 10^5 V/m$ 、主エミッタでは電子シースのときで $\sim 1 \times 10^5 V/m$ 、イオンシースのときは $\sim 2 \times 10^4 V/m$ 程度で、いずれにしても *Schottky* 効果や電界放出が問題になる程の電界強度ではない。

(6) コレクタシース内の電位・電界・電荷密度の分布を計算した結果、電子シース・イオンシースいずれの場合でもシース電圧が大きいときは、コレクタシースは電子・イオンの共存域と電子またはイオンの単独域の二つの領域から成り、単独域の電氣的分布は二極真空管内のそれと大体同じである。しかし、発電器の普通の運転状態ではシース電圧が小さいのでコレクタシースはほとんど電子・イオンの共存域だけとなる。それ故、コレクタシース内の電氣的分布を *Langmuir-child* の $3/2$ 乗則より直接求めることは正しくない。たとえシース電圧が大きいときでも $3/2$ 乗則で簡易的に求めた場合は、それに共存域を附加する必要がある。

以上、熱陰極シース理論によって熱電子発電器のエミッタシースの構造を解明できることがわかった。このことは熱電子発電器における空間電荷中和に関する一つの判定法として役立つものと考えられる。

第 9 章 結 論

以上、熱電子発電器の出力増大に対して最大の障害となっている電子空間電荷の有効な中和法、特にエミッタ温度が比較的低い場合の中和方法と、それを実行する際の主な条件ならびに好ましい状態などについて述べた。さらに、熱陰極シースの構造を解析し、熱電子発電器の空間電荷中和に関する一つの判定法について述べた。本研究で得られた結果を要約するとつぎのようになる。

(1) 空間電荷に対する中和能が大きく、さらに電極仕事関数の制御可能なる理由で現在主に研究されているセシウム封入発電器において、実用的な出力 (10 W/cm^2 以上) を得ようとする、セシウム圧力を高め、同時にエミッタ温度も高温を必要とし、発電器は高温高圧となる。従って、空間電荷効果のほかに電子の衝突散乱による輸送効果が出力電流低下の大きな要因になる。すなわち、出力電流の飽和値 (見かけの飽和電流) はエミッタからの熱電子放出電流、イオン・電子の放出比、電極間内での電子の平均衝突回数の 3 つの要因によってきまり、普通の 2 極型発電器で出力を増そうとするとエミッタ温度は 2000°K 以上、セシウム圧力は数 *Torr* 程度、電極間隔は 0.1 mm 以下を必要とし、動作環境がかなり厳しく、このことが発電器の寿命、信頼性に影響する。

(2) エミッタを熱電子エミッタとイオンエミッタに分離した双陰極構造とすることにより、動作状態の高温高圧化の因果関係を断ち切ることができ、しかもイオンの利用度が高められ、 1600°K 以下の比較的低い熱電子エミッタ温度で 2 極型に比べてかなりの出力改善が得られた。また、両エミッタ間は電気絶縁を十分にすればよく、バイアス電圧を印加する必要のないことが明らかになった。両エミッタ間に適当な直流バイアスと交番電圧を重ねることにより、バイアス回路で電力を消費せずに出力電流の交流化ができるが、効率、動作の安定性などの点で実用化には難点がある。

なお、双陰極型発電器のイオンエミッタ温度を必要以上に高くしないようにするため、電極間隔を短縮し、両エミッタの配置を対称にしてイオンの供給を一様にすることも大切である。

(3) 補助放電を利用することにより 1200°K 程度の低いエミッタ温度で大幅な出力

改善が得られ、電流利得（飽和出力電流／補助放電電流）は約70～80に達した。発電器の $I-V$ 特性に関して電極近傍のシースの影響とプラズマ中の輸送効果を考慮した解析を行ない、特性曲線の理論値と測定値の一致が得られ、本実験における発電空間内の電子輸送は拡散流が主役であることがわかった。イオン流の方向によって空間内のプラズマ状態（密度および電位分布）が大きく異なり、電界によるドリフト流の場合は拡散流に比べ内部電圧降下が大きく、このことはもともと素子1個当りの出力電圧の小さい熱電子発電器にとって大きな欠点となる。それ故、イオン流と電子流が同方向になるようにイオン発生源を主エミッタ側に設ける必要のあることがわかった。

(4) 補助放電法における発電器の電流利得を表わす理論式を導出し、実験によりその妥当性を立証した。電流利得を高めるには補助放電特性が正特性になるように P_{csd} を選ばばよい。 P_{csd} が大きすぎると、発生したイオンが直接補助電極に流れて空間電荷の中和に有効に役立たない。さらに発電空間へのイオンの拡散が困難になる等により、電流利得が低下することがわかった。また、全イオン損失のうち補助電極への損失分が十分小さくなるように補助電極の寸法的な大きさを考慮する必要がある。

(5) 発電器の出力電流とエミッタ近傍のシース構造との関係を明らかにするため、エミッタからの熱電子電流およびプラズマからのランダム電子電流・イオン電流を考慮したシースモデルを基礎として解析を行ない、その結果、ダブルシース・イオンシース・準イオンシース・電子シース等のシース構造（電位・電界・電荷密度の分布）とその成立条件についての理論式が得られた。本解析法によりシース内の空間電荷電導を *Langmuir-child* の $3/2$ 乗則に類似な式で表現でき、実質的なシース長を簡単に求めることができる。

(6) 上記の熱陰極シース理論を補助放電法における実験状態の補助および主エミッタシースに適用し、シースの種類、シース電流の成分、エミッタ表面上の電界強度、シース長等のシース構造が明らかとなった。その結果、プラズマからエミッタへ逆流するランダム電子電流がかなり大きく、そのため、たとえ空間電荷が中和されてエミッタシースがイオンシースになっても、出力電流は熱電子放出電流から逆流分だけ減少するので電極間隔の短縮により逆流分を抑制する必要のあることがわかった。

上記の熱陰極シース理論によって発電器のエミッタシースの構造を解明できることがわかり、熱電子発電器における空間電荷中和に関する一つの判定法が得られた。ま

た、上記の検討の結果、補助放電法によって空間電荷の有効な中和が可能であり、同時に熱電子発電器のエミッタ温度を低減させることができる有力な方法であるとの結論を得た。

熱電子発電の実用化に対して、残された問題点は多いが、なかでも電極材料あるいは電極表面の改良は最も基本的である。今後、その改良の方向は熱電子発電の短所である低電圧（発電素子1個当りの出力電圧が低いこと）を改善する方向に重点をおく必要があると考える。

謝 辞

本研究の遂行に当り、終始御懇切な御指導を賜わった京都大学教授故阪口忠雄博士、京都大学教授板谷良平博士、姫路工業大学塩谷茂治教授に深甚な謝意を表するものである。また、平素極めて有益な御助言を賜わり、貴重な情報を提供していただいた京都大学助教授野口透博士に対して心からお礼を申上げる次第である。

実験装置の作製については、姫路工業大学助手有方市雄氏、八束充保氏に多大の援助をいただいた。さらに、電算機による理論計算に際しては、姫路工業大学助手宮脇富士夫氏に種々お世話になった。

最後に、卒業研究の学生として本研究の実験および計算に協力された姫路工業大学の卒業生の方々に感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) V.C.Wilson : J. Appl. Phys., 30, 475(1959)
- 2) J.M. Houston and H.F. Webster : Thermionic Energy Conversion in Advances in Electronics and Electron Physics, Vol 17, Academic Press, New York (1962)
- 3) G.W. Sutton : Direct Energy Conversion (秋山、棚沢訳 : 直接エネルギー変換, 第5章, 好学社, 昭43)
- 4) 阪口, 野口, 板谷, 大谷 : 電気四学会連大, 1030 (昭35)
- 5) 高橋 : 電気四学会連大, 20, PP. 80-83 (昭46)
- 6) 村上, 塩谷 : 姫路工大研究報告, № 15, 61 (昭37)
- 7) J.M. Houston : J. Appl. Phys., 30, 481 (1959)
- 8) A. Schock : J. Appl. Phys., 32, 1564 (1961)
- 9) R.G. Wilson : J. Appl. Phys., 37, 3161 (1966)
- 10) R.L. Aamodt, L.J. Brown and B.D. Nichols : J. Appl. Phys., 33, 2080 (1962)
- 11) B.S. Rump and B.L. Gehman : J. Appl. Phys., 36, 2347 (1965)
- 12) R.A. Chapman : J. Appl. Phys., 35, 2832 (1964)
- 13) E.S. Rittner : J. Appl. Phys., 31, 723, 1065 (1960)
- 14) W.B. Nottingham : "Thermionic Emission," Handbuch der Physik, Springer-Verlag, Germany, Vol. 21 (1956)
- 15) J. Kaye and J.A. Welsh : "Direct Conversion of Heat to Electricity," Chap. 5, John Wiley & Sons, New York (1960)
- 16) 宮田, 中川, 平山 : 応用物理, 33, 476 (1964)
- 17) R.A. Laubenstein, et al : Advanced Energy Conversion, 3, 351 (1963)
- 18) 板谷 : 電気関係学会関西支部連大, S3-3 (昭39)
- 19) J.B. Taylor and I. Langmuir : Phys. Rev., 44, 423 (1933)

- 20) P.L. Auer : J. Appl. Phys., 31, 2096 (1960)
- 21) A.L. Eichenbaum and K.G. Hernqvist : J. Appl. Phys., 32, 16 (1961)
- 22) C.M. Goldstein : J. Appl. Phys., 35, 728 (1964)
- 23) R.G. McIntyre : J. Appl. Phys., 33, 2485 (1962)
- 24) E.N. Carabateas, S.D. Pezaris and G. N. Hatsopoulos : J. Appl. Phys.
32, 352 (1961)
- 25) 村上, 塩谷 : 電気四学会連大, 1393 (昭38)
- 26) E.N. Carabateas : J. Appl. Phys., 33, 1445 (1962)
- 27) 村上, 塩谷 : 姫路工大研究報告, № 16. 39 (昭38)
- 28) 塩谷, 有方, 村上, 八束 : 電気四学会連大, 1740 (昭44)
- 29) S. Kitrilakis and E.N. Carabateas : IEEE Transactions Science and
Electronics, 62-154, 263 (1963)
- 30) 八束, 村上, 有方, 塩谷 : 姫路工大研究報告, № 22, 41 (昭44)
- 31) R.H. Bullis, et al : J. Appl. Phys., 38, 3425 (1967)
- 32) R.L. Hirsch : J. Appl. Phys., 31, 2064 (1960)
- 33) K.G. Hernqvist : RCA Rev., 22, 7 (1961)
- 34) 村上, 塩谷 : 応用物理, 36, 594 (1967)
- 35) R.J. Zollweg and M. Gottlieb : J. Appl. Phys., 32, 890 (1961)
- 36) D. Gabor : Nature, 189, 868 (1961)
- 37) W. Bernstein and R.C. Knechtli : Proc. IRE, 49, 1932 (1961)
- 38) E.O. Johnson and W.M. Webster : Proc. IRE, 40, 645 (1952)
- 39) K.G. Cook, D.A. Fraser and G.G. Isaacs : Advanced Energy Conver-
sion, 3, 323 (1963)
- 40) 村上, 有方, 八束, 塩谷 : 応用物理, 40, 254 (1971)
- 41) 文献3) のP. 274
- 42) S.C. Brown : Basic Data of Plasma Physics, P. 35 & 122, M.I.T.
Press, Mass. (1966)
- 43) H.A. Fatmi, D. Gabor and J.A. Nilson : "Inert gas filled contro-
llable thermionic generators," Int'l. Conf. Thermionic Electrical

Power Generation, London, September 1965

- 44) S. Chapman and T.G. Cowling: The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge Univ. Press, London (1952)
- 45) 村上, 有方, 塩谷: 電気学会全国大会, 701 (昭49)
- 46) 井上, 押谷, 奥田, 山本: 電学誌, 89, 711 (昭44)
- 47) F.W. Crawford and A.B. Cannara: J. Appl. Phys., 36, 3135 (1965)
- 48) 村上, 大嶋, 塩谷: 電気学会 プラズマ研究会資料, EP-71-12 (昭46)
- 49) 奥田: 気体プラズマ現象, P. 158, コロナ社 (昭39)
- 50) S.S. Mackeown: Phys. Rev., 34, 611 (1929)
- 51) 村上, 有方, 塩谷: 電気学会全国大会, 96 (昭47)